www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

2e JAARGANG NUMMER 11 NOVEMBER 1937

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE INVLOED VAN RÖNTGENBESTRALING OP BLOEMBOLGEWASSEN [1]) (HYACINTEN EN TULPEN)

door W. E. DE MOL.

Samenvatting. Beschrijving van proeven over erfelijkheidsverschijnselen en veredeling bij bloembolgewassen en in het bijzonder over de tijdelijke en blijvende veranderingen, teweeggebracht door röntgenbestraling.

Celdeeling

Ter oriëntatie van den lezer zullen wij beginnen met de verklaring van enkele botanische vaktermen en begrippen, betrekking hebbende op de vermeerdering van plantencellen door deeling. Wij moeten hierbij onderscheid maken tusschen de gewone cellen, dus die waaruit loofbladeren, bloemdekbladen, stengels en wortels zijn opgebouwd (de zoogenaamde vegetatieve of somatische cellen) en die cellen, welke voor de voortplanting dienen, namelijk de mannelijke (stuifmeelkorrels) en de vrouwelijke (embryozakken of kiemzakken), gezamelijk wel generatieve cellen, geslachtscellen of gameten genaamd.

De somatische cellen bevatten normaal in haar celkern een constant aantal langgestrekte lichaampjes, de chromosomen. De deeling (mitose) komt hierdoor tot stand, dat op een zeker oogenblik alle chromosomen van een somatische kern zich overlangs in tweeën splitsen (separatie), waarna telkens de twee deelingsproducten zich (*fig. 1a*) naar twee tegenover elkaar liggende punten (polen) van de cel bewegen (disjunctie) om aldus twee nieuwe celkernen te vormen, die ieder evenveel chromosomen hebben als de oorspronkelijke cel vóór de deeling had. Deze wijze van deeling der somatische cellen noemt men de typische mitose of aequatie-deeling, daar zij in de lengte-helften der chromosomen volledig overeenstemmende deelingsproducten levert.

Anders verloopt de deeling bij de geslachtscellen. Een cel, die voorbestemd is om geslachtscellen te vormen (moedercel) ondergaat vóór de deeling een spontaan proces, waarbij de chromosomen zich twee aan twee naast elkaar groepeeren. Van elk dezer tweelingchromosomen beweegt zich nu weer het eene deel naar de eene pool, het andere naar de andere pool (*fig. 1b*). Het resultaat is, dat twee nieuwe celkernen zijn ontstaan, die elk de helft

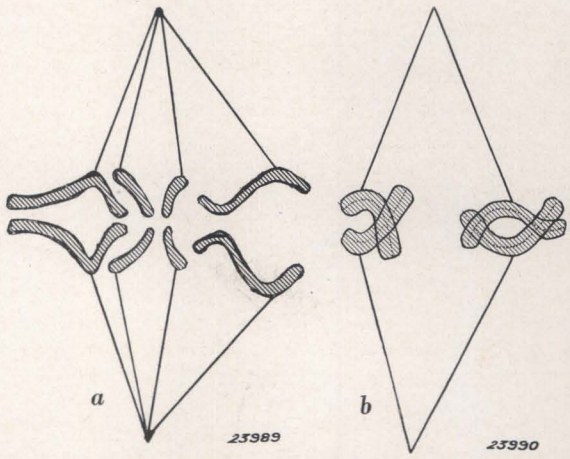


Fig. 1*a*. Gewone deeling (typische deeling) van een kern met 4 chromosomen. Chromosomen alle 4 in de lengte gesplitst. Fig. 1*b*. Allotypische deeling. De 4 chromosomen worden verdeeld in 2 gelijkwaardige groepen van 2. Nadat zich eerst tweelingchromosomen gevormd hebben, gaan ze weer uiteen, 2 chromosomen naar de eene pool en 2 naar de andere pool.

[1]) *Noot van de redactie:* In dit artikel wordt een nieuwe toepassing van röntgenstralen beschreven. Wij hebben Dr. W. E. de Mol, die op dit gebied uitvoerige onderzoekingen heeft verricht, bereid gevonden eenige der resultaten voor onze lezers uiteen te zetten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

hebben van het aantal chromosomen van de oorspronkelijke cel. Men spreekt in dat geval van een reductiedeeling of ook van een allotypische mitose. De eigenlijke reductiedeeling (eerste meiotische of heterotypische deeling) wordt in de regel gevolgd door een gewone deeling (tweede meiotische of homotypische deeling), waarbij dus in totaal uit één moedercel vier cellen ontstaan, die ieder de helft van het normale aantal chromosomen bezitten. In normale gevallen ontwikkelen zich, in de helmknop, al deze cellen tot stuifmeelkorrels. In de zaadknop komt evenwel uit elk viertal slechts één kiemzak tot ontwikkeling. Verder zij er op gewezen, dat bij de bevruchting een mannelijke en een vrouwelijke kern samensmelten tot een zg. kiemkern, die dan weer het oorspronkelijke aantal chromosomen bevat. Met het omringende plasma wordt zoo de kiemcel opgebouwd, de eerste somatische cel van het nieuw ontstane individu.

Bouw en ontwikkeling van de bloembol

Tot goed begrip van hetgeen bij de bloembollen plaats vindt, zij er aan herinnerd, dat een bloembol kan worden vergeleken met een takje. De bladeren van het takje correspondeeren met de „rokken" van de bol. Aan het einde van het takje of in de oksel van een „blad" ontwikkelt zich de toekomstige plant met haar bladeren en bloemen. Deze ontwikkeling, waarbij de plant nog geheel binnen de bol verborgen blijft, heeft bij de hier te berde gebrachte soorten (hyacint en tulp) plaats tusschen Juni en November. Hierbij worden die deelen het eerst aangelegd, welke het laagst aan de plant zullen komen te zitten.

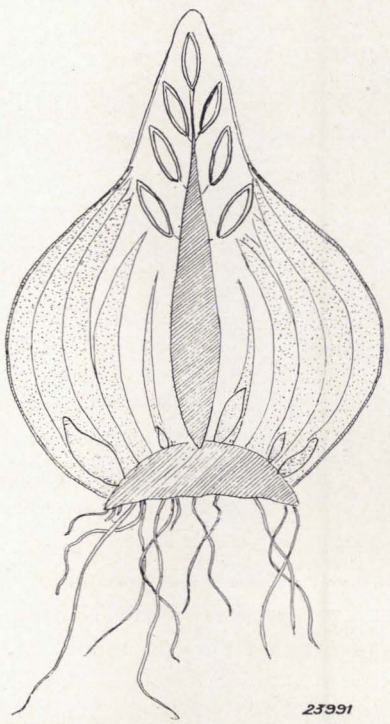


Fig. 2. Lengte-doorsnede door een bol van een hyacint in de winter. Jonge bloemtros en klisters duidelijk zichtbaar.

Evenals bij een tak van een loofboom in de oksels der bladeren zich knoppen vormen, die in het volgende jaar tot een nieuw takje uit zullen groeien, vindt ook in de bol knopvorming plaats. Deze knoppen (klisters), die zich in de oksels van de dikke rokken afzetten (*fig. 2*), zijn de bollen voor het volgende jaar of voor later. Eén bol kan op deze wijze vele knoppen, dus vele nieuwe bollen voortbrengen (vegetatieve vermeerdering). Door vegetatieve vermeerdering kan dus uit één bol op den duur een uitgebreide „familie" ontstaan. Wanneer alle leden der „familie" onderling gelijk zijn, hetgeen normaal natuurlijk het geval is, spreekt men van een kloon (Eng. clone). Naast de vegetatieve vermeerdering kent men bij de bloembollen de vermeerdering door zaden, na voorafgaande bestuiving, zelfbestuiving of kruising (reproductieve vermeerdering).

Aanvankelijke proeven

Van 1908 tot heden zijn door den schrijver proeven genomen, betrekking hebbende op erfelijkheidsverschijnselen en veredeling, in het bijzonder bij bloembolgewassen.

In de eerste jaren (1908 - 1914) werd uitsluitend gelet op veranderingen in de cellen van loofbladeren en bloemdekbladen. Hierbij bleek, dat zoowel veranderingen in de vorm van de loofbladeren en bloemdekbladen als veranderingen in de kleur dezer organen optraden. Vele dezer anomalieën bleken erfelijk te zijn, zoodat er dus sprake was van somatische mutaties. Tot 1914 zijn de gevonden erfelijke anomalieën uitsluitend vegetatief vermeerderd. Daarna werd ook door kruising vastgelegd, dat de waargenomen afwijkingen (in vorm en kleur) erfelijk waren.

Van 1918 af werden de veranderingen binnen de cellen onderzocht (cytologisch onderzoek) met behulp van de microscoop. Als eerste feit is toen komen vast te staan, dat in de cultuur [2]) het aantal chromosomen bij vele variëteiten verandert (vermeerdert). De wilde hyacint (Hyacinthus orientalis), de tulp (Tulipa Gesneriana) en de narcis (Narcissus pseudonarcissus en poeticus) voeren in de somatische kernen respectievelijk 16, 24 en 14 chromosomen. Daarnaast treden in cultuurvormen bij voorkeur op: 24 chro-

[2]) Onder cultuur wordt verstaan het geheel van bewerkingen, dat de kweeker toepast om tot vermeerdering van bollen te komen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

mosomen ($8 + 2 \times 8$) bij de hyacint; 36 chromosomen ($12 + 2 \times 12$) bij de tulp; 21 chromosomen ($7 + 2 \times 7$) of 28 chromosomen ($2 \times 7 + 2 \times 7$) bij de narcis. Bovendien treden nog andere aantallen op.

De vermoedelijke verklaring is nu, dat er soms bij de vorming der gameten geen reductiedeeling plaats vindt, zoodat geslachtskernen ontstaan met het gewone, somatische aantal chromosomen; dus bij de hyacint: $2 \times 8 = 16$, bij de tulp: $2 \times 12 = 24$, bij de narcis: $2 \times 7 = 14$.

Het is gebleken, dat door blootstelling aan bepaalde temperatuur (koude, warmte) een dergelijke „verdubbeling der geslachtskernen" bewerkstelligd kan worden.

Uit bestuivingsproeven o.a. met het stuifmeel van de hyacint, dat behalve gewone stuifmeelkorrels, zulke „verdubbelde" stuifmeelkorrels bevatte en uit het cytologische onderzoek der daaruit ontstane kiemplanten kwam aan het licht, dat er naast kiemplanten met het normale aantal van 16 chromosomen, ook zulke met 24 chromosomen voorkwamen. Hieruit is de conclusie getrokken, dat de bestuiving met verdubbelde stuifmeelkorrels meermalen tot vermeerdering van het aantal chromosomen leidt.

Wanneer er dan planten ontstaan met een even groot aantal cellen — en dat gebeurt doorgaans —, dan zijn die met 24 chromosomen grooter dan die met 16 chromosomen; dikwijls zelfs zeer veel grooter. Zoodoende kan het opwekken van „verdubbelde" stuifmeelkorrels, hetgeen den schrijver bij verscheidene plantensoorten gelukt is, voor de praktijk van groot belang geacht worden, omdat hierdoor exemplaren kunnen ontstaan, welke forscher zijn dan de oorspronkelijke natuurlijke soort of gekweekte variëteiten.

Invloed van röntgenbestraling op de reductiedeeling

Gebleken is — proefobject was hierbij: de gewone tulp onzer tuinen, Tulipa Gesneriana —, dat door röntgenbestraling gemakkelijk „verdubbelde", en zelfs „verviervoudigde" stuifmeelkorrels kunnen ontstaan. Terwijl namelijk in normale gevallen één stuifmeelmoedercel vier stuifmeelkorrels met 12 chromosomen levert, vormt ze in abnormale omstandigheden één of twee stuifmeelkorrels met 24-chromosomige kernen. Bovendien treden er tal van andere aberraties op. Zoo kunnen één of meer chromosomen „vertraagd" worden in hun gang naar de polen. Ze kunnen ook geëlimineerd worden. Dergelijke verschijnselen werken het ontstaan in de hand van kernen met verschillende, van het normale afwijkende, aantallen chromosomen. De cellen met zulke kernen sterven evenwel dikwijls af.

De techniek der bestraling (*fig. 3*) is — dit naar hetgeen waargenomen is bij een uitvoerig bestudeerde tulpenvariëteit —, dat men bestraalt tusschen

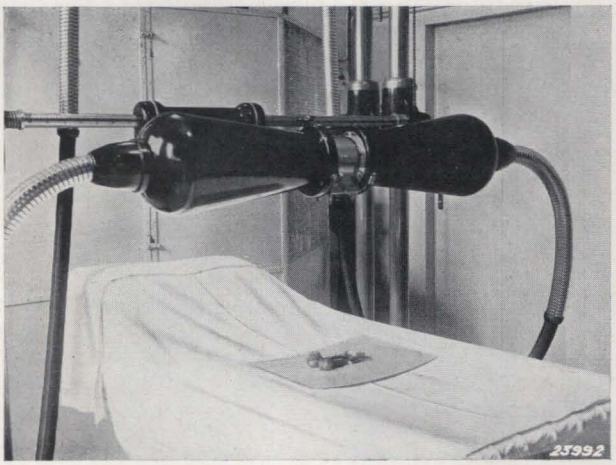


Fig. 3. Opstelling, die voor de röntgenbestraling der bloembollen werd gebruikt.

Juni en November, met doses, die varieeren van 100 tot 1200 *r* [3]). In Juni begint namelijk in de nieuw aangelegde bol de vorming der nieuwe bloem. In November (of eerder) is deze geheel voltooid, inclusief de geslachtscellen. De eerste phase van het groeiproces, de celdeeling, is dan geschied. De tweede phase, de celstrekking, moet dan nog bijna geheel een aanvang nemen.

Invloed van röntgenbestraling op de somatische deeling

Niet alleen de allotypische mitosen zijn gevoelig voor röntgenbestraling, ook de typische mitosen zijn het. Gebleken is, dat bij de hyacint stelselmatig somatische cellen gevormd kunnen worden met gewijzigde kernstructuur en in staat, zich verder te deelen. De bol wordt hiertoe geplaatst op een met water gevuld, zg. tweeling-glas (*fig. 4*). Zoo was het mogelijk, de wortels te scheiden in twee groepen. De eene groep is bestraald (400 *r*), de andere niet. De bestraalde en de onbestraalde worteltoppen zijn bestudeerd en met elkaar vergeleken. In het eerste geval waren verschillende anomalieën ontstaan. Meermalen werden o.a. twee of meer cellen naast elkaar aangetroffen met kernen, dubbel zoo groot als gewoonlijk. Dit bewijst ten eerste, dat er somatische cellen zijn geweest, waarbij separatie der chromosomen doch geen dis-

[3]) Een straling vertegenwoordigt een dosis van 1*r*, wanneer in een cm³ lucht ter plaatse van het object tengevolge van dezelfde straling 0,108 erg zou worden geabsorbeerd, hetgeen overeenkomt met 100 erg in 1 cm³ water.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

junctie heeft plaats gehad en ten tweede, dat zulke somatische cellen met verdubbeld aantal chromo-

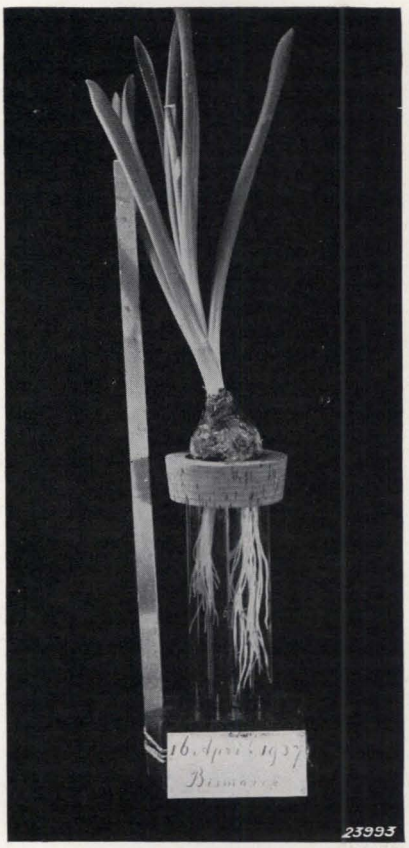


Fig. 4. Bol van een hyacint op een „tweeling-glas". De wortels, welke zich in het rechterglas ontwikkeld hebben, zijn niet bestraald; de wortels in het linker glas wel. (Dus kortste wortels bestraald).

somen daarna normaal in mitose zijn gegaan. In de bestraalde wortel komen dus nu groepen van verdubbelde cellen naast normale cellen voor (mixoploïdie).

Opwekken van somatische mutaties in vorm en kleur

Aangezien men de cellen tijdens haar deeling beïnvloeden kan, ligt het voor de hand dat, hoe vroeger men tijdens het celdeelingsproces der bloemvorming bestraalt, men des te meer de lager aan de stengel ingeplante organen — dat zijn immers de eerst ontstaande organen — kan beïnvloeden; dus eerst de loofbladen, dan de bloemdekbladen, enz.

In de eerste plaats treden bij de tulp soms als gevolg der bestraling bijzondere vormen van bloemdekbladen op (*fig. 5*). Het bloemdekblad loopt puntig toe (rechts), oorspronkelijk was het aan de top sterk afgerond (links). Het bloemdekblad (*fig. 6*) vertoont insnijdingen aan de rand en is eenigermate gekruld (rechts), oorspronkelijk ontbraken deze kenmerken (links). Men kan deze opvatten als gevolg van het feit, dat reeksen van cellen, die uit een bepaalde cel zijn voortgekomen,

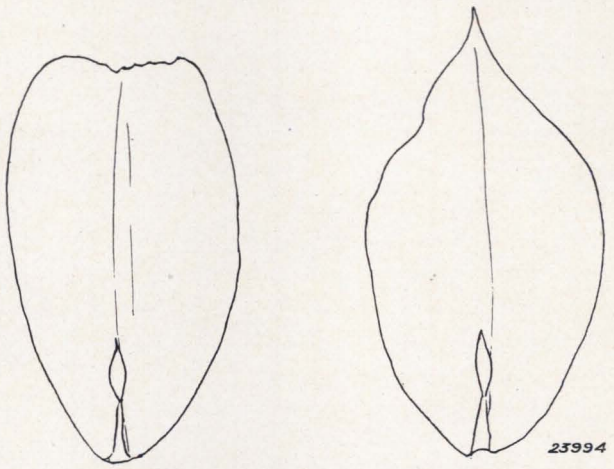


Fig. 5. Bloemdekbladen van de tulp Generaal de Wet. Het linker blad heeft de oorspronkelijke vorm, het rechter blad vertoont de door de bestraling gewijzigde vorm.

uit zijn gevallen of zijn vergroot, waardoor zij niet meer in het normale celweefsel passen en veelal spanningen daarin veroorzaken.

Daarnaast treden evenwel mutatieve verschijnselen, verkleuringen betreffende, in het soma op.

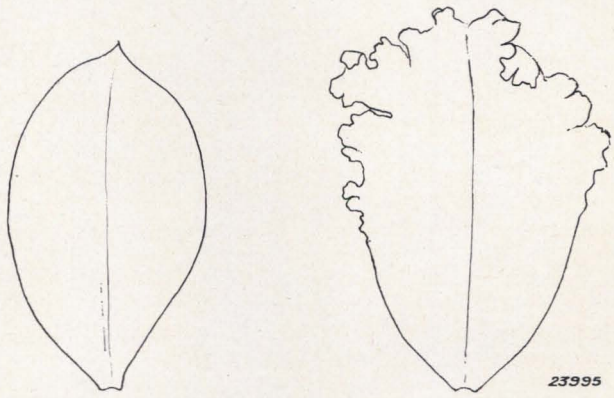


Fig. 6. Bloemdekbladen van de tulp Van der Neer. Links het blad met de oorspronkelijke vorm, rechts het blad met de door de bestraling gewijzigde vorm.

De eerste maal van hun verschijning openbaren deze zich als sector eener geheele plant, als sector eener geheele bloem of als sector van één of meer bloemdekbladen. Dit laatste komt verreweg het veelvuldigst voor.

Bij de hyacint is een somatische mutatie constant gebleven (variëteit Grand Maître), welker drie bloemdekslippen van de binnenste krans veranderd zijn in organen, die min of meer op helmknoppen lijken (*fig. 7*). Aan de rand, links en rechts komen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

talrijke stuifmeelkorrels tot ontwikkeling (*fig. 8*).

Bij de hyacint heeft zich bovendien sedert 1930 na vegetatieve vermeerdering de rose-violette kleur gehandhaafd; deze is in de plaats getreden voor de

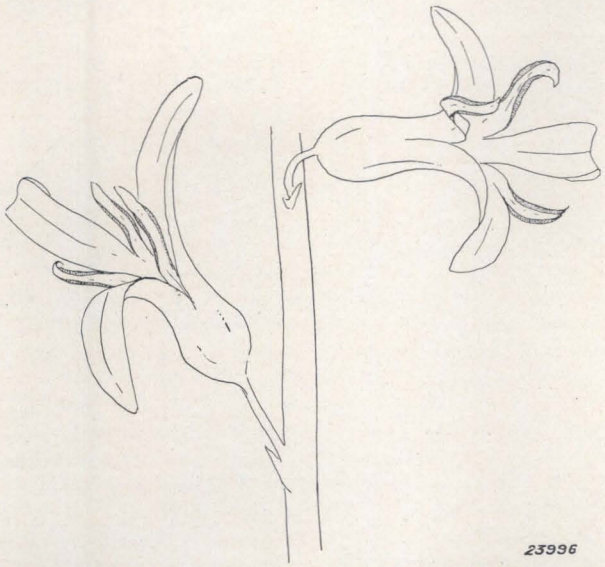


Fig. 7. Twee bloemen van de hyacint Grand Maître. De vorm der 3 bloemdekbladen van de binnenste krans is door de bestraling gewijzigd, nl. meeldraadachtig geworden.

blauw-violette kleur (eveneens variëteit Grand Maître). Terwijl het blauw-violette anthocyaan zich, evenals bij de wilde hyacint, in de onderste cellenlaag der bloemdekbladhuid (subepidermis) bevindt, wordt het rose-violette anthocyaan in de bovenste huidlaag (epidermis) aangetroffen.

Hier volgt een korte beschrijving van de resultaten der bestraling, dit voorjaar 1937 bereikt, met betrekking tot het opwekken van somatische mutaties bij tulpen.

Vooral wat de tulpen aangaat, zijn talrijke somatische mutaties in kleur ontstaan. Dit jaar bloeiden in de proeftuin te Lisse een groot aantal planten der bestralingen in 1928. Verder waren daar de resultaten te zien van proeven, voor het meerendeel genomen in 1933 en 1934.

We laten hier nu een schematisch overzicht volgen van de variëteiten, welke in dit voorjaar één of meer exemplaren tot bloei brachten, waarbij met zekerheid geconstateerd kon worden, dat de

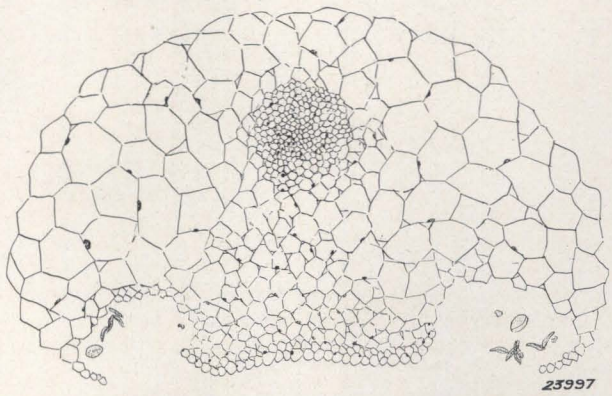


Fig. 8. Dwarsdoorsnede van een vervormd bloemdekblad der hyacint van fig. 7. De teekening is gemaakt naar een microtoompreparaat. Duidelijk is te zien, dat er twee hokjes met stuifmeelkorrels (links onder en rechts onder) tot ontwikkeling zijn gekomen, zooals in de helmknop.

bloem een andere kleur of een andere vorm had aangenomen. Hier wordt dus nog niets medegedeeld omtrent kleur- of vormverandering, die zich tot nu toe alleen nog maar in grootere of kleinere sectoren heeft geopenbaard; of omtrent gevallen, waarbij eerst verder voortgekweekt moet worden om met zekerheid uit te maken of er van mutatie (blijvende wijziging) dan wel van modificatie (tijdelijke wijziging) sprake is.

Bedenkt men hierbij, dat voor de laatstgenoemde proeven (1933, 1934) niet meer dan 8 of 16 bollen van elke variëteit gebruikt zijn, dan valt eerst recht in het oog, hoe groot de kans op mutatie is; tenminste, wanneer het experiment goed wordt opgesteld en doorgevoerd.

De erfelijke wijziging beperkt zich niet tot wijziging van bloemkleur of bloemvorm. Evenzeer treft men veranderingen van blijvende aard aan bij de loofbladen (bontbladigheid). Bij Generaal de Wet,

In 1928 bestraald.

Variëteit	Oorspronkelijke kleur	Nieuwe kleur	Aantal exemplaren
1. Eleonora	purper zwarte helmknoppen	licht violet gele helmknoppen	eenige regels (1 regel = 8 exemplaren)
2. Roi d'Islande	rose	licht rose	eenige planten
,,		meer violet	,, ,,
,,		donkerder rose	,, ,,
3. William Pitt	cochenille-rood	fraai rose	14 planten, 8 bloemen
,,		donker rood, vlinderhart [4])	7 ,, 4 ,,
,,		donker rood, blauw hart [4])	50 ,, 30 ,,

[4]) Met „vlinderhart" wordt bedoeld, dat de blauwe vlek onder aan de binnenzijde der bloemdekbladen omzoomd is door een geelwitte rand, gelijk de vleugels van een vlindersoort (Koningsmantel). Ontbreekt deze geelwitte zoom, dan ziet men alleen een „blauw hart".

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

In 1933 of 1934 bestraald

Variëteit	Oorspronkelijke kleur	Nieuwe kleur of vorm, één of meer exemplaren
4. Berlin (grootbloemige verlooping van Pride of Haarlem)	cochenille-karmijn	a. lichter rood b. nog lichter rood
5. Clara Butt	zalm-rose	a. donkerder rose b. rood
6. Dido	oranje-rose	a. lichter oranje b. donkerder oranje
7. Flamingo (Darwin)	rose	a. lichter b. donkerder en puntig c. fraai gevlamd
8. Generaal de Wet	oranje	a. geel b. rooder en puntig
9. General French	kers-rood	licht rose, het hart zuiver wit in plaats van geel
10. Herodiade	rose	lichter rose
11. Ibis	onder voor een klein gedeelte wit, verder rood	a. smallere rand van rood b. wit
12. Valentin	violet purper	fraai regelmatig gevlamd, geen „gebroken kleur" [5])
13. Van der Neer	purper	bloemdekbladen iets grooter en getand

Herodiade, Oranje Nassau, Peach Blossom, Prins van Oostenrijk en Triumphator is dit verschijnsel opgetreden, op uiteenloopende manieren wit, geel of geelgroen aan de rand of in het midden.

Bij de bolgewassen zijn het dus de somatische mutaties, welke op zoo verrassende wijze door de bestraling werden opgewekt. Eerst aan een bloemdekblad een kleine sector met gewijzigde kleur (*fig. 9*, links). Dan een bloemdekblad, half van kleur veranderd (*fig. 9*, rechts). Het spreekt vanzelf, dat in deze gevallen meermalen het correspondeerend gedeelte van de stengel en van de geheele plant inclusief knoppen in het mutatieproces betrokken is, zoodat een volgend jaar een halve bloem de nieuwe tint vertoont (*fig. 9*, rechts), en eindelijk een heele plant (*fig. 10*). Op deze wijze vindt de ontwikkelingsgang van zulk een vegetatieve mutatie dikwijls plaats. Dit alles natuurlijk dan, wanneer zich in de gemuteerde sector een jonge knop (klister) geheel of gedeeltelijk heeft ontwikkeld.

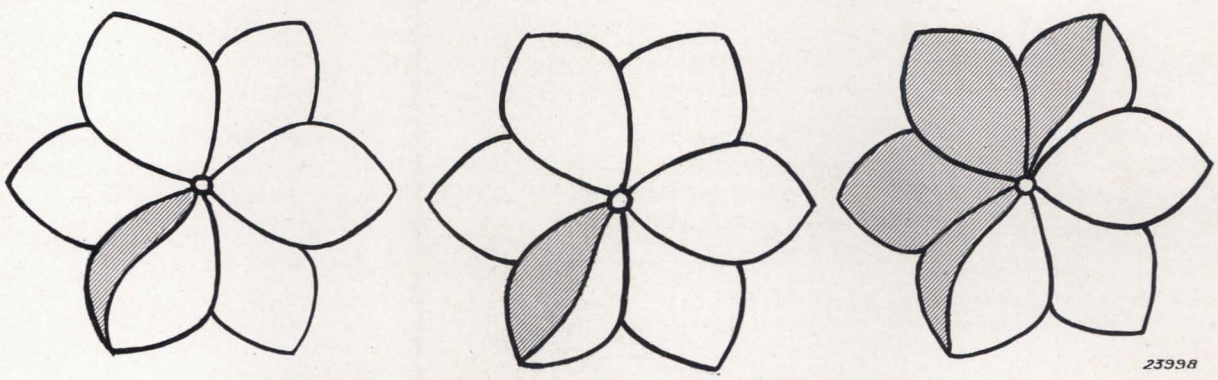


Fig. 9. Drie tulpebloemen, geteekend van de onderzijde. Links: aan één bloemdekblad is een smalle sector ontstaan met veranderde kleur. Midden: één blad is voor de helft anders gekleurd. Rechts: de geheele bloem is voor de helft van kleur veranderd.

Zoodra één plant totaal gemuteerd is, beteekent dit feit dus de aanvang eener cultuur van genetisch veranderde exemplaren. Na eenige jaren kan

[5]) Wanneer men spreekt van „gebroken kleur", dan verstaat men daaronder, dat de oorspronkelijke kleur onderbroken wordt door strepen en vlekken, waar zich geen anthocyaan ontwikkeld heeft. Het is een mozaiek-effect, wellicht veroorzaakt door een virus. Bij Valentin wordt het nieuwe kleurenpatroon niet aldus teweeggebracht, doch het is een gevolg der bestraling.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

deze, een nieuwe „röntgenvariëteit" opbouwende, kloon reeds sterk in aantal zijn toegenomen.

Hierboven werden niet minder dan 12 verschillende variëteiten genoemd, waarvan thans één of meer exemplaren bestaan met gewijzigde bloemkleur en 6 variëteiten met gewijzigde loofbladkleur. Het spreekt vanzelf, dat dergelijke somatische mutaties

23999

Fig. 10. Uit één bol zijn twee bloemstengels ontsproten. De eene bloem is geheel van kleur veranderd, de andere heeft daarentegen de oorspronkelijke kleur behouden. Zulke gevallen zijn uiterst zeldzaam. In het algemeen ontstaan er in plaats hiervan twee bollen met verschillend gekleurde bloemen.

soms zeer groote materieele waarde vertegenwoordigen, wanneer de nieuwe kleur fraaier is dan de bestaande. Onafhankelijk hiervan staat de wetenschappelijke waarde dezer proeven.

Aan de besproken hyacinten werd een dosis van 300 *r* toegediend. De doses, waarbij de tulpen gemuteerd zijn, liepen zeer sterk uiteen, nl. van 70 tot 1600 *r*!

Het Parkiet-verschijnsel bij tulpen

Uitgebreide kruisingsproeven hebben tot heden aangetoond, dat zoogenaamde Parkiet-tulpen (groote bloemdekbladen, die ingesneden en grillig van vorm en kleur zijn) niet langs reproductieve weg (door zaden) voort te kweeken zijn. In het algemeen laat zich deze afwijking wèl vegetatief vermeerderen. Aangezien de geslachtscellen voortkomen uit een cellaag gelegen binnen de opperhuid (epidermis) en niet uit deze zelve, heeft dit bij den schrijver de veronderstelling doen ontstaan, dat het Parkieten-kenmerk neerkomt op een erfelijke wijziging uitsluitend of bijna alleen in de cellen der opperhuid en dus berust op een blijvende verandering in de buitenste cellenlagen der plant. Nu zijn er eenige malen bij een tulpenvariëteit door röntgenbestraling „Parkiet-sectoren" ontstaan en wel aan de buitenzijde van eenige bloemdekbladen en niet aan de binnenzijde. Hier is dit kenmerk dus hoogstwaarschijnlijk uitsluitend opgewekt in de epidermale cellen, welke de buitenzijde van het bloemdekblad begrenzen en niet in die, welke de binnenzijde van dit blad vormen. Dientengevolge was het Parkieten-kenmerk ook niet volledig tot zijn recht gekomen. Het bloemdekblad had bijv. aan de binnenzijde de normale bloemkleur behouden, maar aan de buitenzijde de Parkieten-kleur aangenomen, enz. Het spreekt vanzelf, dat dit kenmerk zich hier, bij verdere vegetatieve vermeerdering, niet kon handhaven, aangezien uit het weefsel toch minstens één knop moet ontstaan, willen de erfelijke veranderingen blijvend zijn. Dit feit levert een nieuwe grond voor de straks geuite veronderstelling, dat de erfelijke anomalieën gedurende de eerste phase van de groei, de periode der celdeeling, ontstaan en daarna van cel op cel worden overgedragen.

De deelingshypothese

Volgens het oordeel van den schrijver kunnen alle waargenomen erfelijkheidsanomalieën, dus de waargenomen cellen met abnormaal aantal chromosomen, of met abnormale kleur of abnormale afmeting teruggebracht worden tot het inwerken van invloeden van buiten af tijdens het uiterst subtiele proces der kerndeeling. Deze invloeden kunnen zoowel de meer gewone temperatuurinvloeden zijn als zeer bijzondere, zooals röntgenstraling. Dikwijls hebben deze tengevolge, dat het proces der deeling, dus het bewegen van de chromosomen naar de polen, beinvloed wordt, nl. totaal

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

belemmerd, vertraagd of versneld. De onderstelling ligt voor de hand, dat in vele gevallen deze deelingsbelemmering, deelingsvertraging of -versnelling, zich slechts uitstrekt tot bepaalde genen, d.w.z. tot de veronderstelde materieele dragers der erfelijke kenmerken (erfelijke factoren), liggende òf in de chromosomen, dus binnen de celkern, òf daarbuiten. Deze door den schrijver in 1928 opgesteld hypothese, kortweg „deelingshypothese" genoemd, zal den onderzoeker kunnen leiden bij de interpretatie der gevonden effecten of bij het zoeken naar nieuwe verschijnselen op dit gebied.

Literatuur

(Voorloopige mededeelingen en korte verslagen van voordrachten, betrekking hebbende op bestraling van bloembolgewassen in het Röntgenlaboratorium der Universiteit van Amsterdam).

No. 1 (1929). Verandering der chromosomengarnituur door toediening van X-stralen en door blootstelling aan bepaalde temperaturen. (Retardatie en diversiteit). Handel. 22e Nederl. Nat. Geneesk. Congr., 134 - 139.

No. 2 (1930). Änderung der Chromosomengarnitur durch Röntgenbestrahlung und Temperaturwirkungen. (Retardation und Diversität). Zeitschr. ind. Abst. Vererb. **54**, 363 - 367.

No. 3 (1931a). Vertraging en versnelling in de processen der celdeeling en der celstrekking bij tulpen, veroorzaakt door X-stralen, en de gevolgen daarvan. Nederl. T. Geneesk. **75**, 1086 - 1088.

No. 4 (1931b). Wijziging van de bloemkleur der hyacint door röntgenbestraling enz. en een verklaring daarvoor. (Retardatie en acceleratie bij het deelingsproces der genen). Handel. 23e Nederl. Nat. Geneesk. Congr., 159 - 161.

No. 5 (1931c). Somatische Variation der Blumenfarbe der Hyazinthe durch Röntgenbestrahlung und andere äußere Umstände. (Teilungsretardation und -acceleration als Diversitätsursache). Zeitschr. ind. Abst. Vererb. **59**, 280 - 283.

No. 6 (1932). Erfelijke en niet-erfelijke afwijkingen bij hyacinten en tulpen, door röntgenbestraling ontstaande, bezien in het licht der „Deelingshypothese". Natuurw. T. **14**, 70 - 72.

No. 7 (1933). Mutation sowohl als Modification durch Röntgenbestrahlung und die „Teilungshypothese", Cellule **42**, 149 - 162.

No. 8 (1934). Röntgenbestraling en veredeling der tulpen en hyacinten. Vlaamsche Wet. Congr., Beknopt Versl. 4e Congr. Land- en Tuinb., Agricultura **37**, 176.

No. 9 (1935a). Practisch voordeel door röntgenbestraling ter verkrijging van knopmutaties („verloopingen"). Landb. T. **47**, 4 - 17.

No. 10 (1935b). Verloopingen door röntgenbestraling (somatische mutaties), na bestraling ontstaan bij de Darwintulpen Roi d'Islande en William Pitt, Kweekersblad **38**, 183 - 184.

No. 11 (1935c). Somatische mutatie door röntgenbestraling en de „Deelingshypothese". Handel. 25e Nederl. Nat. Geneesk. Congr., 270 - 272.

No. 12 (1936). Röntgenbestrahlung von Tulpen, Hyazinthen usw., Strahlentherapie **56**, 215 - 227.

No. 13 (1937). De beteekenis van eenige röntgenbestralingsproeven met planten voor de geneeskundige röntgenologie. Handel. 26e Nederl. Nat. Geneesk. Congr., 265 - 267.

Verder zie men Herba Topiaria (Sierplantenstudie), orgaan der Nederlandsche Vereeniging tot bevordering der wetenschappelijke veredeling van Siergewassen.

Deze proeven konden, dank zij de welwillende medewerking van Prof. Dr. J. v. Ebbenhorst Tengbergen, worden uitgevoerd in het Röntgenlaboratorium der Universiteit van Amsterdam.

De microscopische onderzoekingen konden geschieden in het Laboratorium voor Physiologische Chemie der Universiteit van Amsterdam. De schrijver is daarvoor den directeur, Prof. Dr. B. C. P. Jansen, zeer erkentelijk.

In de afdeeling van Prof. Combes (Sorbonne) op de wereldtentoonstelling te Parijs (Palais de la découverte, biologie expérimentale) is een uitgebreid materiaal door den schrijver tentoongesteld, bestaande uit foto's, teekeningen en aquarellen, betrekking hebbende op het in dit artikel behandelde.

Digitized by www.freeservicemanuals.info

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

DE BIJDRAGE VAN DE VERSTERKERBUIZEN TOT HET RUISCHEN VAN VERSTERKERS

door M. ZIEGLER.

Samenvatting. In dit artikel wordt de bijdrage van de versterkerbuizen tot het ruischen van versterkers en ontvangtoestellen nader besproken. Als geschikte grootheden, om versterkerbuizen in dit opzicht te beoordeelen, worden de begrippen ruischfactor, ruischspanning en ruischweerstand ingevoerd. Speciaal wordt ingegaan op de vermindering van het ruischen door de invloed van de ruimtelading en op de toename van het ruischen in schermroosterbuizen door verdeelingsfluctuaties. Tenslotte wordt het principe van een in dit laboratorium uitgewerkte „ruischvrije" schermroosterlamp uiteengezet en de vooruitgang besproken, welke deze buis beteekent ten opzichte van de bestaande.

Inleiding

Uit een eerder verschenen artikel in dit tijdschrift[1]) hebben wij de principieele oorzaken van het ruischen van versterkers leeren kennen: de thermische fluctuaties van de electriciteit in geleiders en het hageleffect van electronenstroomen in versterkerbuizen. Wij hebben gezien, dat de onregelmatige wisselspanning, welke tengevolge van de thermische fluctuaties van de electriciteit tusschen twee punten van een electrisch netwerk ontstaat, theoretisch en practisch volkomen vastligt. De bijdrage van dit verschijnsel tot het ruischen van versterkers en radio-ontvangtoestellen, kan men dan ook steeds eenvoudig berekenen met behulp van de afgeleide formules. Wij zullen in dit artikel op deze thermische fluctuaties niet nader ingaan, maar ons alleen bezig houden met de bijdrage van de versterkerbuizen tot het ruischen.

Ruischfactor

Tengevolge van de corpusculaire structuur der electriciteit vertoont de anodestroom van elke versterkerbuis, zelfs wanneer de potentialen der electroden constant zijn, fluctuaties om de gemiddelde waarde. In het zeer eenvoudige geval van de verzadigde diode, d.w.z. een diode waarin de geheele emissie naar de anode overgaat, heeft men te maken met de fluctuaties in de tijd van het aantal der onafhankelijke electronen-emissies; de geëmitteerde en dus overgaande electronen zijn zonder eenige orde over de tijd verdeeld, zoodat men 't geval heeft van het zuivere hageleffect. Wij hebben in genoemd artikel voor de waarde van deze fluctuaties, de formule afgeleid:

$$\Delta \overline{(I-\bar{I})^2} = 2\,e\,\bar{I}\,\Delta\nu, \quad \cdots \quad (1)$$

waarbij de linkerzijde van de vergelijking voorstelt de bijdrage tot de gemiddelde kwadratische fluctuaties van de stroomsterkte, welke afkomstig is van de componenten, begrepen in het frequentie-interval tusschen ν en $\nu + \Delta\nu$.

Hebben wij niet met een verzadigde diode te maken, maar met een versterkerbuis, dan is de toestand niet zoo eenvoudig, en hebben de fluctuaties van de anodestroom een andere waarde dan die gegeven door (1), hetgeen men tot uitdrukking kan brengen door in de formule voor de fluctuaties van een electronenstroom een factor in te voeren, die men gewoon is met F^2 aan te duiden:

$$\Delta \overline{(I-\bar{I})^2} = F^2\,2\,e\,\bar{I}\,\Delta\nu. \quad \cdots \quad (2)$$

Deze factor F^2 zullen wij de ruischfactor noemen.

Wij verstaan dus onder de ruischfactor van een stroom de verhouding van de gemiddelde kwadratische fluctuaties van die stroom tot de gemiddelde kwadratische fluctuaties van een gemiddeld even groote stroom, die wèl zuiver hageleffect vertoont.

Ruischspanning en ruischweerstand

In de loop van dit artikel zullen wij ons bezig houden met de factoren, die de grootte van F^2 bepalen. Wij willen ons nu eerst afvragen, in welke mate de fluctuaties van de anodestroom van een versterkerbuis hinderlijk zijn voor de ontvangst van een signaal.

Om zich daarover een voorstelling te vormen kan men deze onregelmatige fluctuaties van de anodestroom van een versterkerbuis vergelijken met de variaties van de anodestroom, die veroorzaakt worden door een kleine wisselspanning, aangebracht tusschen kathode en stuurrooster van de versterkerbuis. Het is duidelijk dat, hoe kleiner de roosterwisselspanning is, die stroomfluctuaties veroorzaakt, waarvan het gemiddelde kwadraat even groot is als dat van de fluctuaties, welke vanzelf aanwezig zijn, hoe minder hinderlijk deze ongewenschte fluctuaties zullen zijn. Deze roosterwisselspanning, die wij de aequivalente ruischspanning van de ver-

[1]) De oorzaken van het ruischen in versterkers. Philips techn. T. **2**, 136, Mei 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

sterkerbuis noemen, is daarom een belangrijk gegeven.

De ruischspanning verkrijgt men, door de waarde der fluctuaties van de anodestroom te deelen door de steilheid van de buis. Daarvan uitgaande vinden wij voor het gemiddelde kwadraat:

$$\Delta \overline{V^2} = \frac{\overline{\Delta (I - \bar{I})^2}}{S^2} = \frac{F^2 2 e \bar{I}}{S^2} \Delta \nu \quad \cdots \quad (3)$$

Men kan verder berekenen hoe groot de weerstand is, die tusschen zijn uiteinden thermische spanningsfluctuaties vertoont van dezelfde middelbare waarde als die van (3). In het reeds genoemde artikel vonden we, dat de thermische spanningsfluctuaties van een weerstand R, die de absolute temperatuur T heeft, worden gegeven door

$$\Delta \overline{V^2} = 4 k T R \Delta \nu, \quad \cdots \cdots \quad (4)$$

waarin k de constante van Boltzmann is.
Gelijkstelling van (3) en (4) geeft:

$$R = F^2 \frac{2 e \bar{I}}{4 S^2 k T} \quad \cdots \cdots \quad (5)$$

Met $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ coulomb, $k = 1{,}37 \cdot 10^{-23}$ erg/graad en $T = 290°$ K vindt men $R = 20\,000\ F^2 \bar{I}/S^2$ ohm, waarbij $\bar{I}$ in mA en S in mA/V genomen is.

Deze waarde van R, die men de aequivalente ruischweerstand van de versterkerbuis noemt, is een handige maat voor de kwaliteit van een buis, wat betreft het ruischen. Volgens de definitie van R komen de gemiddeld kwadratische fluctuaties van de anodestroom immers juist overeen met de fluctuaties, die ontstaan wanneer de impedantie tusschen rooster en kathode bij de beschouwde frequentie gelijk is aan R. Wanneer men de waarde van R kent, weet men direct voor een willekeurige schakeling, welke van beiden de grootste bijdrage tot het ruischen levert, de versterkerbuis of de electrische keten tusschen rooster en kathode.

De bepaling van de ruischweerstand van een versterkerbuis maakt het echter noodig de ruischfactor F^2 te meten, waarmede wij ons, in hetgeen volgt, bezig willen houden.

Meting van de ruischfactor

Om de ruischfactor van een stroom met fluctuaties van onbekende intensiteit rechtstreeks te bepalen, zou men van de meetopstelling gebruik kunnen maken, die in het reeds aangehaalde artikel over de oorzaken van het ruischen beschreven is, en uit het resultaat van de meting de factor F^2 met behulp van verg. (2) berekenen.

Een eenvoudiger methode bestaat hierin, dat de goed gedefinieerde fluctuaties van de stroom van een verzadigde diode gebruikt worden als maatstaf voor de onbekende fluctuaties. De opstelling, die daarvoor gebruikt wordt, is schematisch aangegeven in *fig. 1*.

T is de versterkerbuis, waarvoor de fluctuaties van de stroom naar een of meer electroden gemeten moeten worden. Deze fluctuaties worden versterkt met een selectieve en lineaire versterker, die een

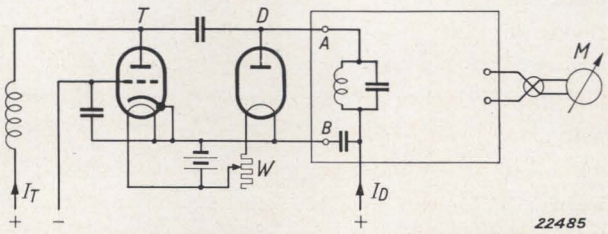


Fig. 1. Opstelling voor het bepalen van de ruischfactor van de anodestroom van een versterkerbuis T. Door variatie van W wordt de anodestroom van de verzadigde diode D zoo ingesteld, dat de ruischbijdrage van D gelijk is aan die van T. De ruischfactor F^2 is dan gelijk aan I_D/I_T.

zekere band van het frequentiespectrum doorlaat, zoo smal, dat men mag aannemen, dat, wanneer de factor F^2 frequentie-afhankelijk is, hij in het doorgelaten frequentiegebied toch als constant is te beschouwen. De versterkte fluctuaties worden gemeten met een instrument M, dat de gemiddeld kwadratische waarde van de uitgangsstroom aanwijst.

Aan T is parallel geschakeld, via een condensator van groote capaciteit, een diode D met wolfraam gloeidraad, waarvan de temperatuur en dus de emissie met behulp van de gloeistroomweerstand W op een willekeurige waarde ingesteld kan worden. De anodespanning van de diode is zoo hoog, dat alle geëmitteerde electronen overgaan en de fluctuaties van deze stroom dus overeenkomen met het zuivere hageleffect. Voorts is de inwendige weerstand van deze diode steeds zeer hoog, zoodat de impedantie tusschen de punten A en B en dus de versterking der fluctuaties van T, onafhankelijk is van de stroominstelling van de diode.

Stelt men, voor een zekere waarde van de stroom I_T door T en $I_D = 0$ de versterking zoo in, dat de meter M een bepaalde uitslag heeft, dan kan men vervolgens met behulp van W de stroom I_D zoodanig instellen, dat de door de meter M aangegeven fluctuaties juist de dubbele waarde hebben gekregen. Dan zijn de fluctuaties van I_D juist even groot als die van I_T, daar zij geheel onafhankelijk van elkaar zijn en hun gemiddelde kwadraten dus opgeteld mogen worden.

Volgens de definitie, in de vorige paragraaf gegeven, is F^2 dan juist gelijk aan I_D/I_T.

Indien op deze wijze de ruischfactor van de stroomen van allerlei versterkerbuizen gemeten wordt, dan vindt men zeer uiteenloopende waar-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

den. Men vindt over het algemeen waarden, die kleiner zijn dan 1, doch ook waarden grooter dan 1. Het eerste wijst er op, dat er een zekere regelmaat is ontstaan in de stroom van electronen, die naar de beschouwde electrode overgaan en wij zullen in 't volgende zien, dat de ruimtelading in een versterkerbuis de wanorde in de overgang van electronen naar de anode verkleint en daardoor tevens de factor F^2. Het tweede, $F^2 > 1$, is een aanwijzing er voor, dat er een andere bron van fluctuaties aanwezig moet zijn dan de volkomen wanorde, waarmee de electronen geëmitteerd worden. Bij volkomen wanorde heeft F^2 immers de waarde 1. Alleen een geheel andere oorsprong van fluctuaties, zooals een soort abnormale modulatie van de emissie door tijdelijke veranderingen van de toestand van de kathode, aanwezigheid van andere geladen deeltjes dan de thermische en secundaire electronen kunnen een verklaring daarvoor geven.

De invloed van secundaire emissie is als volgt in te zien: Primaire electronen, die met voldoende snelheid een electrode treffen, kunnen tegelijkertijd meer dan één, bijv. n secundaire electronen vrijmaken: men spreekt van meervoudige secundaire electronen, die op te vatten zijn als geladen deeltjes met lading gelijk aan $n \times$ de lading van het electron. Een stroom, bestaande uit deeltjes met lading $n\,e$ moet volgens de formule voor het hageleffect fluctuaties vertoonen, die n keer grooter zijn dan de fluctuaties van een stroom van enkelvoudige electronen [2]).

Fluctuaties van de toestand van de kathode zelf, vinden hun oorzaak in de aanwezigheid van vreemde deeltjes, die naar het oppervlak diffundeeren en plaatselijke en tijdelijke veranderingen van de emissie veroorzaken [3]). Dit verschijnsel is van gansch andere aard dan het hageleffect. Het meest opvallende verschil is de frequentie-afhankelijkheid: deze fluctuaties zijn betrekkelijk langzaam en nemen bij hooge frequenties sterk af in intensiteit, in tegenstelling met de hageleffect-fluctuaties, die, zooals wij in het betreffende artikel hebben gezien, gelijkelijk over het geheele frequentiespectrum zijn verdeeld. Bij lage frequenties kunnen de fluctuaties van de toestand van de kathode het hageleffect vele malen in intensiteit overtreffen.

De aanwezigheid van ionen, door ionisatie van gasresten of emissie van ionen uit de kathode kan ook abnormale fluctuaties tengevolge hebben [4]).

Deze verschijnselen zijn echter niet inhaerent aan het principe van een versterkerbuis, en behoeven in de practijk niet op te treden en wij zullen ons verder dan ook beperken tot het eenvoudige geval, dat de kathode (en alléén de kathode) electronen (alléén electronen) emitteert, geen veranderingen in de tijd vertoont, en de electronenstroom door niets anders wordt beinvloed dan door de aanwezigheid der electronen zelf, tezamen met de constante spanningen op de electroden.

Invloed van de ruimtelading op de ruischfactor

Indien, in onze opstelling voor de meting van de ruischfactor, ook T een verzadigde diode is, die aan al deze voorwaarden voldoet (natuurlijk is de standaard diode D zelf in dat opzicht nauwkeurig beproefd), dan vinden wij steeds $I_D = I_T$, dat wil zeggen $F^2 = 1$. In een triode echter, waarin de anodestroom slechts een fractie is van de emissie, ontstaat tengevolge van de aanwezigheid van een wolk van electronen (ruimtelading), die zich om de kathode heen bevindt, een potentiaalminimum tusschen kathode en anode, zoodat alleen de snelste electronen de anode bereiken. Het blijkt, dat een verandering van de emissie de diepte van het potentiaalminimum zoodanig beinvloedt, dat het aantal overgaande electronen practisch constant blijft.

Fluctuaties van de emissie zullen in dit geval dus in veel geringere mate teruggevonden worden in de electronenstroom naar de anode, dan wanneer deze stroom de verzadigingsstroom is. Er treedt dus een vermindering van de fluctuaties door de ruimtelading op: $F^2 < 1$. Deze vermindering is een functie van de verzadigingsstroom I_s, de anodestroom I_a en de geometrie van de buis. Voor een bepaalde buis kan men bij zekere waarde van I_s de ruischfactor in afhankelijkheid van I_a/I_s bepalen. Men vindt, dat bij afnemende waarde van I_a/I_s de ruischfactor eerst verkleind wordt. De afname van F^2 met I_a/I_s kan zeer aanzienlijk zijn, maar zij is niet onbeperkt. Het is duidelijk dat, indien men door vermindering van de anodespanning de anodestroom steeds kleiner doet worden, men tenslotte een instelling bereikt, waarin geen potentiaalminimum meer bestaat, maar de potentiaal van de anode het laagst is. In dat geval heeft de ruimtelading tusschen kathode en anode geen invloed op de stroomsterkte: alle electronen, die een voldoende uittreesnelheid hebben om tegen de negatieve anodespanning in te loopen, zullen de anode bereiken en de stroomsterkte zal even sterk fluctueeren als het aantal van deze electronen. De emissie van electronen met een snelheid boven een bepaalde waarde is evenals de totale emissie te beschouwen als een reeks onafhankelijke gebeurtenissen. De anodestroom heeft dus de toevalsfluctuaties: $F^2 = 1$. Zetten wij F^2 uit tegen I_a/I_s, dan vinden wij derhalve een minimum. In *fig. 2* is dit verloop van de ruischfactor weergegeven voor een diode, ingesteld op een emissie van 4,5 mA.

---

[2]) M. Ziegler, Shot effect of secondary emission, Physica **3**, 1 en 307, 1936.

[3]) W. Schottky, Small shot effect and flicker effect, Phys. Rev. **28**, 75, 1926.

[4]) S. Ballantine, Fluctuation noise due to collision ionisation in electronic amplifier tubes, Physics **4**, 294, 1933.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

Als illustratie van de vermindering van de fluctuaties door de ruimtelading willen we een meting mededeelen, verricht aan een penthode EF 5,

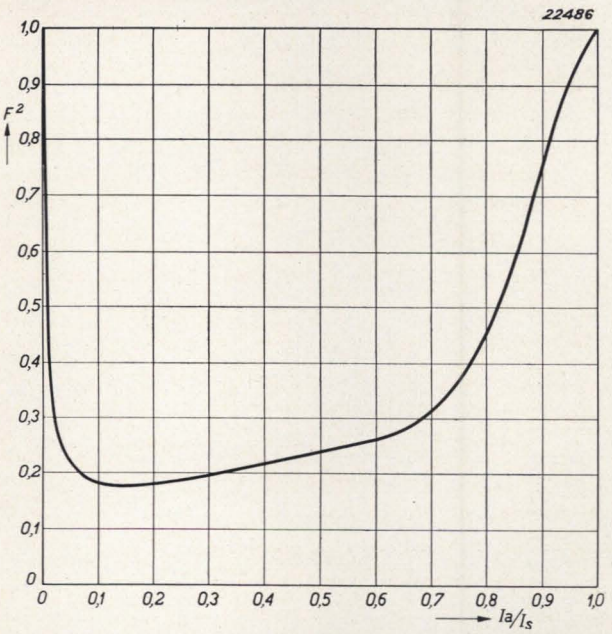


Fig. 2. Verloop van de ruischfactor als functie van de stroomsterkte bij constante emissie voor een diode met wolfraamgloeidraad.

die bij deze meting als triode was geschakeld door schermrooster en plaat met elkaar te verbinden en als één anode te beschouwen. Bij de volgende instelling:

$V_{a+g} = 100$ V, $V_{g_1} = -2{,}5$ V, $I_{a+g} = 10$ mA

vonden wij met de boven beschreven meetopstelling:

$$I_D = 0{,}5 \text{ mA, dus } F^2 = I_D/I_T = 0{,}05.$$

Daar bij deze instelling de triodesteilheid 2,2 mA/V bedraagt, berekenen wij hiervoor een ruischweerstand van 2000 ohm.

Zooals wij reeds zagen, beteekent dit, dat bij aanwezigheid van een weerstand van 2000 ohm tusschen rooster en kathode, de thermische spanningsfluctuaties op deze weerstand anodestroomfluctuaties veroorzaken, die even sterk zijn als de eigen fluctuaties van die stroom. Daar over het algemeen de weerstand, resp. het reëele deel van de impedantie, die tusschen rooster en kathode aanwezig is, in het frequentiegebied, dat beschouwd moet worden, veel grooter is dan 2000 ohm, zal de bijdrage daarvan tot de totale fluctuaties groot zijn, vergeleken bij de bijdrage, die aan genoemde versterkerbuis te danken is.

Het verdeelingsruischen

Het is bekend, dat een triode zich tengevolge van de capaciteit tusschen stuurrooster en anode niet leent voor de versterking van spanningen van hooge frequentie [5]). Daarom heeft men een op constant potentiaal gehouden schermrooster tusschen rooster en anode ingevoerd, waardoor de capaciteit zeer klein wordt. Dit brengt echter met zich mee, dat de totale kathodestroom zich verdeelt in plaatstroom en schermroosterstroom. Nu wordt de kwaliteit van de buis bepaald door de ruischfactor van de plaatstroom: alleen de fluctuaties van die plaatstroom immers, worden gesuperponeerd op de gewenschte plaatstroomvariaties, die door de te versterken wisselspanning van het stuurrooster worden veroorzaakt. Meet men nu de ruischfactor van de anodestroom van de penthode EF 5 in normale schakeling bij de instelling $V_{g_1} = -2{,}5$ V, $I_a = 7{,}5$ mA, $I_a + I_g = 10$ mA, precies overeenkomende met de hier boven opgegeven instelling van dezelfde buis als triode, dan vindt men $F_a^2 = 0{,}28$.

Dit beteekent, dat, zoowel relatief als absoluut de fluctuaties van de anodestroom veel grooter zijn dan de fluctuaties van de totale stroom. Dit is te wijten aan het optreden van de zg. verdeelingsfluctuaties: de totale stroom fluctueert weinig, elke der stroomgedeelten fluctueert echter sterker.

Dit verschijnsel vindt, evenals het hageleffect, zijn oorzaak in het feit, dat de stroom uit afzonderlijke electronen bestaat.

De verdeeling van de totale en practisch niet fluctueerende stroom in anodestroom en schermroosterstroom, hangt op elk oogenblik af van de toevallige plaats en richting der electronen, die naar de positieve electroden vliegen: nu eens zullen gedurende een korten tijd op het schermrooster meer electronen vallen dan met het gemiddelde overeenkomt, dan weer zal de anode meer electronen ontvangen dan het gemiddelde. Hoe groot zijn deze fluctuaties?

Voor een bijzonder geval is dit gemakkelijk te beredeneeren. Stel dat de electronen, die uit de ruimtelading komen, elkaar opvolgen met gelijke tijdsintervallen, zoodat in de totale kathodestroom geen fluctuaties optreden en de ruischfactor van de kathodestroom dus 0 is. Verder nemen wij aan, dat het schermrooster zeer ijl is, zoodat verreweg de meeste electronen de plaat bereiken, of m.a.w. I_g klein is vergeleken met I_a. Af en toe zal de richting en snelheid van een electron toevallig juist zoodanig zijn, dat het op het schermrooster moet vallen: de overgangen van de electronen, die naar het schermrooster gaan, vormen dus een reeks onafhankelijke gebeurtenissen en de fluctuaties van hun aantal

[5]) Zie bijv. het artikel „Zendpenthoden", Philips techn. T. 2, 257, Sept. 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

in de tijd, wordt gegeven door de formule voor het hageleffect. De fluctuaties van de schermroosterstroom zijn dus:

$$\Delta\,\overline{(I_g - \overline{I}_g)^2} = 2\,e\,I_g\,\Delta\,\nu.$$

De fluctuaties van de anodestroom zijn natuurlijk juist gelijk en tegengesteld, daar immers de totale stroom nauwkeurig constant is. De ruischfactor van de anodestroom is dus per definitie:

$$F_a^{\,2} = \frac{2\,e\,I_g\,\Delta\,\nu}{2\,e\,I_a\,\Delta\,\nu} = \frac{I_g}{I_a}.$$

Voor een willekeurige verhouding van I_a en I_g, vindt men, voor het geval, dat de totale stroom niet fluctueert en de verdeeling gehoorzaamt aan zuivere toevalswetten:

$$F_a^{\,2} = \frac{I_g}{I_a + I_g} \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

Bij het toepassen van verg. (6) op het verdeelingsruischen moeten wij nog rekening houden met twee afwijkingen van bovenstaande veronderstellingen:

1) In werkelijkheid is de ruischfactor $F_k^{\,2}$ voor de totale stroom niet 0, zoodat $F_a^{\,2}$ grooter is dan de waarde gegeven door (6). Het verschil $F_a^{\,2} - F_k^{\,2}$ is echter kleiner dan $I_g/(I_g + I_a)$, want indien de totale stroom niet volkomen vrij is van fluctuaties, is de invloed van het toeval bij de verdeeling der electronen in plaatelectronen en schermroosterelectronen minder merkbaar. Hoe minder $F_k^{\,2}$ van 1 verschilt, hoe meer dus een volkomen wanorde wordt benaderd in de totale stroom, des te minder kan de wanordelijke verdeeling nieuwe wanorde doen ontstaan; grooter dan 1 (volkomen wanorde) kan $F_a^{\,2}$ niet worden.

2) In werkelijkheid is de verdeeling van de electronen over het schermrooster en de anode niet altijd zuiver toevallig, maar kan aan zekere geometrische wetmatigheden gehoorzamen. Het kan voorkomen, dat de electronen van bepaalde uitgangspunten op de kathode altijd op de anode terecht komen en van andere uitgangspunten altijd op het schermrooster. Dit zou zich voordoen, indien het schermrooster niet zou bestaan uit vele dunne draden, maar uit een gering aantal plaatvormige strooken. Het gedeelte tusschen elke strook en de kathode is dan te beschouwen als een afzonderlijke triode, waarin dus geen verdeelingsfluctuaties optreden. Men kan dit verschijnsel in rekening brengen door inplaats van verg. (6) te schrijven:

$$F_a^{\,2} = \alpha\,\frac{I_g}{I_a + I_g},$$

waarin de toevalsfactor $\alpha < 1$.

In de besproken versterkerbuis EF 5, waar $I_g/(I_a + I_g) = 0{,}25$, heeft men met beide verschijnselen te maken, zooals duidelijk blijkt uit de vermelde waarden van $F_k^{\,2}$ en $F_a^{\,2}$.

Principe van de „ruischvrije" lamp

Wij hebben gezien, dat de gemiddeld kwadratische ruischspanning en de ruischweerstand van een versterkerbuis evenredig zijn met de ruischfactor F^2, de anodestroom I_a en omgekeerd evenredig met het kwadraat van de steilheid S. Om een kleine ruischweerstand te bereiken, moet dus I_a/S^2 zoo klein mogelijk en F^2 zoo klein mogelijk zijn. I_a en S zijn grootheden, die bij een bepaald type buis min of meer vastliggen door de afmetingen van de kathode en de eischen, die men stelt aan de vorm van de I_a-V_g-karakteristiek. Een groote steilheid bij kleine anodestroom, met behoud van alle gewenschte eigenschappen is een doel, waarnaar men om andere redenen steeds heeft gestreefd; goede lampen zijn in dat opzicht de grens van het tegenwoordig bereikbare. De ruischweerstand van de bestaande hoogfrequentversterkerbuis kon men dus slechts geringer maken door verkleining van de ruischfactor.

Wij hebben gezien, dat de fluctuaties van de anodestroom van een hoogfrequentversterkerbuis in hoofdzaak te wijten zijn aan verdeelingsfluctuaties; men moet zich dus ten doel stellen deze verdeelingsfluctuaties zoo gering mogelijk te houden. Formule (6) leert ons, dat deze ongeveer evenredig zijn met de schermroosterstroom.

In een in dit laboratorium uitgewerkte hoogfrequentversterkerbuis is deze stroom zeer klein gemaakt. Dit is bereikt door tusschen stuurrooster en schermrooster een extra rooster aan te brengen, dat gewikkeld is met een spoed gelijk aan de spoed van het schermrooster en dat zoodanig gemonteerd wordt, dat de draden van het schermrooster vanuit de kathode gezien juist in de schaduw staan van die van het extra rooster. Verbindt men dit extra rooster met de kathode, dan wordt de veldverdeeling zoodanig, dat de electronen als het ware gedwongen worden tusschen de mazen van extra-rooster en schermrooster door te vliegen; slechts een klein aantal kan het schermrooster bereiken. Geheel overeenkomstig de theorie blijkt dan ook, dat de vergrooting van de ruischfactor tengevolge van verdeelingsfluctuaties zeer klein is. Men vindt bijv. voor een dergelijke versterkerlamp:

voor $I_a = 8$ mA, $I_g = 0{,}2$ mA,
$F_k^{\,2} = 0{,}06$, $F_a^{\,2} = 0{,}08$.

De steilheid bedraagt ca. 2 mA/V, zoodat de ruisch-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

weerstand van deze buis volgens verg. (5) is:

$$R = 20\,000 \cdot 0{,}08 \cdot 8/4 = 3200 \text{ ohm.}$$

Voor de normale EF5, met $I_a = 7{,}5$ mA, $S = 2{,}2$ mA/V en $F_a^2 = 0{,}28$ wordt $R = 8700$ ohm. Wij zien dus, dat door het reduceeren van de schermroosterstroom een aanmerkelijke verbetering is bereikt. Gebruik van deze speciale lamp zal dus in het geval, dat het reëele gedeelte van de impedantie tusschen stuurrooster en kathode van de orde is van eenige duizenden ohms een merkbare vermindering van het geruisch tengevolge hebben.

HET INSTELLEN VAN SYNCHRONISATOREN VOOR DE BLIKSEMLICHTLAMP „PHOTOFLUX"

door J. A. M. VAN LIEMPT en J. A. DE VRIEND.

Samenvatting. Een eenvoudige methode wordt beschreven om synchronisatoren zóó in te stellen, dat de sluiter van de camera juist geopend is op het moment van de maximale intensiteit der bliksemlichtlamp.

Synchronisatoren zijn kleine hulpapparaten, die gebruikt worden in combinatie met een bliksemlichtlamp en een fotografische camera en er voor zorg dragen, dat de lichtontwikkeling van de bliksemlichtlamp samenvalt met het oogenblik, dat de sluiter open is.

In Amerika zijn ze goed ingeburgerd en is vrijwel elke persfotograaf met een dergelijk apparaat uitgerust; in Europa zijn ze nog weinig in gebruik. Wij twijfelen er niet aan, of deze situatie zal wel spoedig veranderen, daar ze belangrijke voordeelen bezitten.

Allereerst veroorloven ze den fotograaf èn lamp èn sluiter met een enkele handbeweging te bedienen, hetgeen een aanzienlijke vereenvoudiging beteekent.

Ze zorgen er verder voor, dat de lichtontwikkeling van het bliksemlicht op het juiste oogenblik plaats vindt, d.i. als de sluiter zoo ver mogelijk open staat. Aangezien de flitstijd van een bliksemlichtlamp gewoonlijk van de orde van $^1/_{40}$ sec is, beteekent dit, dat bij een openingstijd van $^1/_{40}$ sec àl het licht van de bliksemlichtlamp door de camera wordt opgevangen en al het andere, vaak storende licht (bijv. tegenlicht), zooveel mogelijk wordt onderschept.

In gevallen, waar uit den aard van het te fotografeeren bewegende object een korte sluitertijd bijv. van $^1/_{100}$ sec of korter noodzakelijk is, veroorlooft de synchronisator, althans een van betere soort, ons om een deel van het totale uitgezonden licht te benutten, en maakt het zoodoende mogelijk om goede momentfoto's te nemen in gevallen, waarin gebrek aan voldoende natuurlijk licht of gloeilampenlicht dit niet zou veroorlooven.

Daar de bliksemlichtlamp „Photoflux" gemaakt wordt met een nagenoeg constante toptijd d.i. de tijd, die verloopt tusschen het electrisch inschakelen van de lamp en de maximale lichtontwikkeling, moet de synchronisator, die zoowel het inschakelen van de lamp als de sluiter bedient, er voor zorg dragen, dat speciaal bij deze korte openingstijden de sluiterbeweging op een dergelijk tijdstip aanvangt en eindigt, dat zooveel mogelijk licht van de bliksemlichtlamp benut wordt.

Wij beperken ons hier tot Compur-sluiters. Bij spleetsluiters moet ieder geval afzonderlijk bestudeerd worden, daar vele in de handel zijnde spleetsluiters onbruikbaar zijn, omdat zij een zoo lange looptijd van de spleet hebben, dat de bliksemlichtlamp slechts een gedeelte van het negatief zou verlichten.

Synchronisatoren zijn in diverse soorten op de markt verkrijgbaar. Zooals in het volgende zal blijken, is het aan te raden een verstelbare synchronisator te gebruiken, waarbij het tijdstip van het inschakelen van de sluiter kan worden gevarieerd.

Ter verduidelijking voor den lezer zij hier een van de bestaande typen kort beschreven. Hierbij wordt bij inschakelen van de stroom van een zakbatterij de bliksemlichtlamp ontstoken. Parallel hieraan is een electromagneet geschakeld, welks anker de ontspanner van de sluiter bedient. Door variatie van de afstand van het anker tot de kern

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

van de electromagneet en het scherp of ruim instellen van de slag van het anker op de ontspanner van de sluiter is variatie van het tijdsverloop tusschen inschakelen van de lamp en het bedienen van de sluiter binnen wijde grenzen mogelijk.

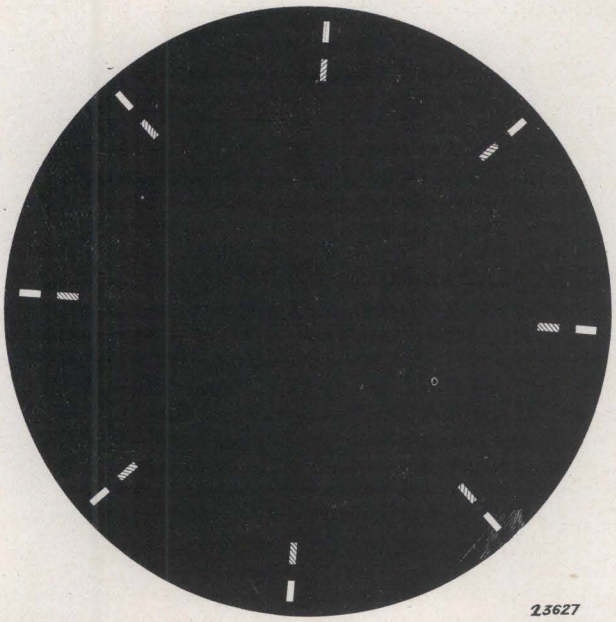


Fig. 1. De cartonnen schijf met acht witte en acht grijze vlakjes.

Wanneer men nu een instelbare synchonisator wil toepassen, zal deze afgesteld moeten worden op de camera en de bliksemlichtlamp, die men gewend is te gebruiken. Nu kan men met behulp van een kathodestraalbuis zoowel de toptijd van de bliksemlichtlamp als de tijdconstante van de synchronisator bij diverse instellingen nauwkeurig bepalen [1]). Deze methode is echter voor den normalen fotograaf te omslachtig; daarom volgt hier een eenvoudige methode om de gewenschte instelling te verrichten, speciaal indien als bliksemlicht gebruik gemaakt wordt van de Philips „Photoflux".

Men neemt daartoe een kartonnen schijf van circa 40 cm middellijn en beplakt deze aan één zijde met dof zwart papier. Aan de omtrek van dit karton aan de zwarte kant worden op gelijke afstand acht of meer witte en even zooveel donkergrijze papiertjes geplakt met afmetingen van 3 bij 15 mm (zie *fig. 1*, waar de donkergrijze vakjes gearceerd zijn weergegeven). Deze schijf wordt op een gramofoonschijf, los fietswiel of motoras e.d. vastgemaakt. In geval men een gramofoon gebruikt, die het voordeel heeft met constante snelheid te loopen (78 toeren per minuut) zet men deze bij voorkeur op zijn kant.

Men fotografeert nu een deel van de omtrek van deze schijf in een eenigszins verduisterd vertrek, met behulp van de „Photoflux" en de bewuste synchronisator, op zoo mogelijk ware grootte (dus de camera dicht bij de schijf) en wel met *effectieve openingstijd van de sluiter van* $^1/_{100}$ *sec en bij een diafragma-opening van* $F = 11$ *of nauwer*. Een vaste zwartpapieren pijl, opgesteld in de bewegingsrichting van de schijf, wordt mede gefotografeerd.

Het beeld van de streepjes zal nu geheel verschillend uitvallen al naar gelang de sluiter te vroeg, te laat of juist op tijd open was. Het geval, dat de sluiter veel te vroeg of veel te laat was, in welk geval in het geheel geen beeld verkregen wordt, komt practisch zelden voor. Meestal zal in dit geval de zakbatterij te ver teruggeloopen zijn ofwel de contacten in de leiding hebben te veel overgangsweerstand. Is dit alles in orde, dan verstelle men de synchronisator, totdat men wel een beeld verkrijgt.

Is de sluiter iets te vroeg, dan verkrijgt men een beeld, dat in *fig. 2* is weergegeven. Dit is gekenmerkt, doordat de intensiteit in de pijlrichting toeneemt.

[1]) J. A. M. van Liempt en J. A. de Vriend, Physica 4, 703, 1937.

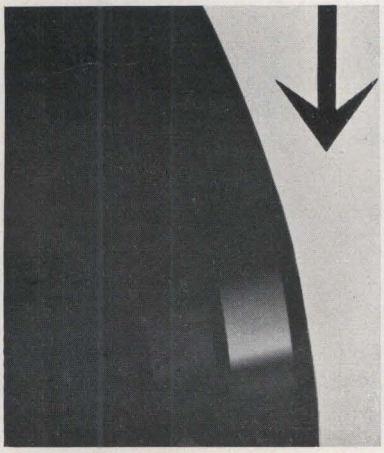


Fig. 2. Sluiter te vroeg. De zwarting neemt toe in de pijlrichting.

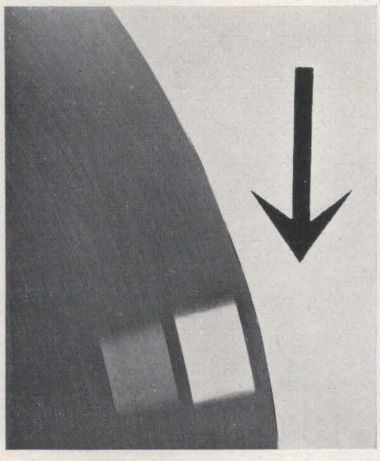


Fig. 3. Sluiter juist op tijd. De zwarting is gelijkmatig.

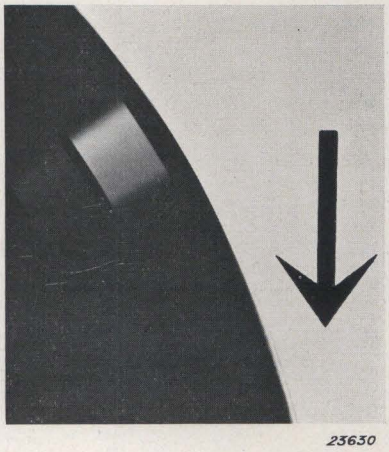


Fig. 4. Sluiter te laat. De zwarting neemt af in de pijlrichting.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

Is de sluiter iets te laat, dan verkrijgt men een beeld als in *fig. 4* is weergegeven; dit is gekenmerkt, doordat de intensiteit in de pijlrichting afneemt. Is de sluiter juist op tijd, dan verkrijgt men een beeld als in *fig. 3* is aangegeven, gekenmerkt door gelijkmatige intensiteit. Door verstellen van de synchronisator kan men deze dus zoodoende op de juiste stand afstellen. In verband met het

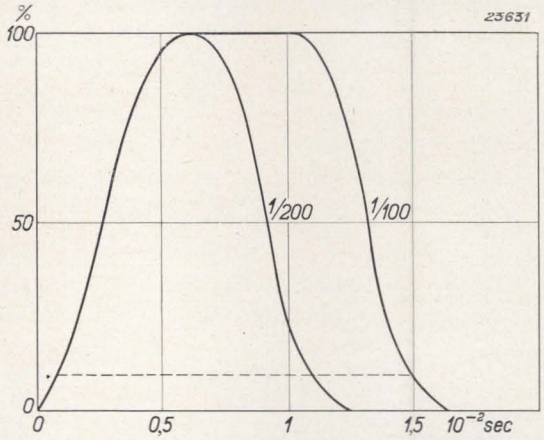


Fig. 5. De lichtdoorlaatbaarheid van een Compur-sluiter als functie van de tijd voor effectieve openingstijden van rond $^1/_{100}$ en $^1/_{200}$ sec.

feit, dat de meeste synchronisatoren en sluiters en ook de bliksemlichtlampen aan kleine schommelingen onderhevig zijn, verdient het aanbeveling de juistheid van de instelling eenige malen te controleeren om tot een juist compromis te komen.

De hier beschreven methode berust op de volgende overwegingen:

De lichtdoorlaatbaarheid van een Compur-sluiter bij een effectieve openingstijd van circa $^1/_{100}$ en $^1/_{200}$ sec is, doordat de beweging van de lamellen met eindige snelheid plaats vindt, niet op elk oogen-

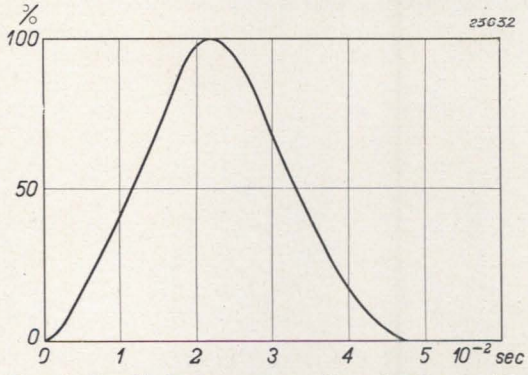


Fig. 6. De flitskromme van „Photoflux" type II.

blik gelijk, doch wordt voorgesteld door de ordinaat van *fig. 5*. De voluitgetrokken lijn daarbij geldt nu voor het geval, dat niet gediafragmeerd wordt (F = 3,5). Bij sterk diafragmeeren bijv. tot F = 11 wordt de maximale opening door het diafragma begrensd, en deze wordt veel gauwer bereikt, zooals aangegeven is door de stippellijn. De sluiterkarakteristiek wordt derhalve ongeveer van een driehoek tot een rechthoek gereduceerd.

In *fig. 6* vindt men de flitskromme van „Photoflux" Type II voorgesteld, zooals deze met een kathodestraalbuis kan worden opgenomen [2]). De zoogenaamde „practische" flitstijd van deze lamp bedraagt ca $^1/_{40}$ secunde en is dus kleiner dan de basis in fig. 6, omdat de kleinere lichtintensiteiten aan de uiteinden onder de omstandigheden, waaronder de lamp gebruikt wordt, vanwege de drempelwaarde van de plaat, geen zwarting geven.

Men kan nu gemakkelijk uit beide krommen (voor F = 11 en $^1/_{100}$ sec) de lichtdoorlating berekenen voor de combinatie lamp-sluiter in geval de sluiter 0,005 sec te vroeg of te laat of juist op tijd opengaat. Dit is voorgesteld in *fig. 7*. Hieruit ziet men, dat

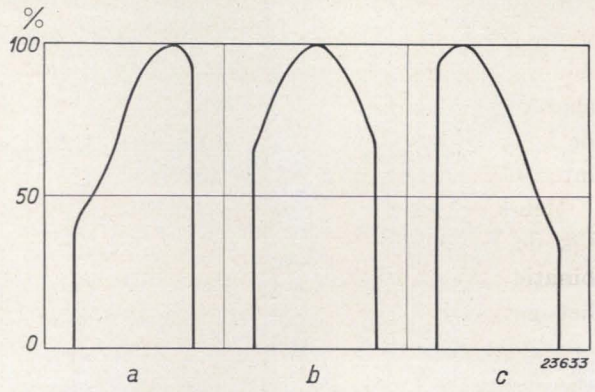


Fig. 7. De lichtdoorlating van de combinatie van „Photoflux" (fig. 6) met sluiter $^1/_{100}$ sec en F = 11 (fig. 5), indien sluiter *a* 0,005 sec te vroeg, *b* juist goed op tijd en *c* 0,005 sec te laat is.

indien de sluiter te vroeg of te laat is, de lichtkromme asymmetrisch is met een duidelijk intensiteitsverschil tusschen het begin en het einde van de sluiterbeweging. Dit komt in het negatief als een goed waarneembaar zwartingsverschil tot uiting. Bij grootere afwijkingen dan 0,005 sec is dat verschil nog meer geprononceerd. Om dit zwartingsverschil te accentueeren is het donkergrijze papiertje op de schijf bijgeplakt, dat bij foute instelling van de synchronisator gedeeltelijk niet afgebeeld wordt, omdat het daarmede correspondeerende licht beneden de drempelwaarde van het negatief blijft, zoodat zoodoende het trekken van een conclusie vergemakkelijkt wordt. Wij wijzen ook nog op fig. 2, waar men het beeld van het witte papiertje na afgebroken te zijn weer voor een moment ziet opkomen. Dit wordt veroorzaakt door een veel voorkomende fout van de sluiter, hierin bestaande, dat de sluiter na het sluiten weer even een weinig open

[2]) Zie J. A. M. van Liempt en J. A. de Vriend, Physica **4**, 353, 1937 en Philips techn. T. **1**, 289, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

en dan weer dicht gaat. Dit verschijnsel wordt hier zoo duidelijk weergegeven, omdat we met een klein diafragma werken en omdat de lichtintensiteit in het geval van fig. 2 juist op het oogenblik van opwippen maximaal is. Het waarnemen van dit verschijnsel is een bewijs temeer voor het feit, dat de sluiter te vroeg is opengegaan.

Wij vestigen er de aandacht op, dat de „Photoflux"-lamp [3]) door zijn symmetrische en eenigszins breedtoppige karakteristiek de aangewezen lamp is om bij synchronisatoren te worden gebruikt. Immers practisch hebben wij te maken met kleine variaties van de sluiterbeweging veroorzaakt door vocht-, temperatuur- en wrijvingsverschillen, daarnaast zijn er kleine variaties in de bliksemlichtlamp, de inwendige weerstand van de zakbatterij en ook in het synchronisator-mechanisme zelf.

Is de synchronisator eenmaal op een gemiddelde vertragingstijd afgesteld, dan zullen die variaties nooit tot mislukkingen aanleiding geven, daar de sluiter steeds blijft openen in het gebied van de lichtkarakteristiek van de lamp, waar de lichtintensiteit nog voldoende groot is.

Men kan met behulp van fig. 6 en fig. 4 gemakkelijk de lichtdoorlating construeeren voor de combinatie van sluiter ($^1/_{100}$ sec) en „Photoflux" voor het geval het middentijdstip van het maximaal open zijn van de sluiter samenvalt met de topwaarde van de lamplicht-emissie en voor het geval de afwijking daarvan $\pm$ 0,005 sec bedraagt. Dit is gebeurd voor een groote lensopening (in dit geval F = 3,5), waarmede bij deze lampen meestal gewerkt wordt en voorgesteld in *fig. 8*. Zooals men ziet, is

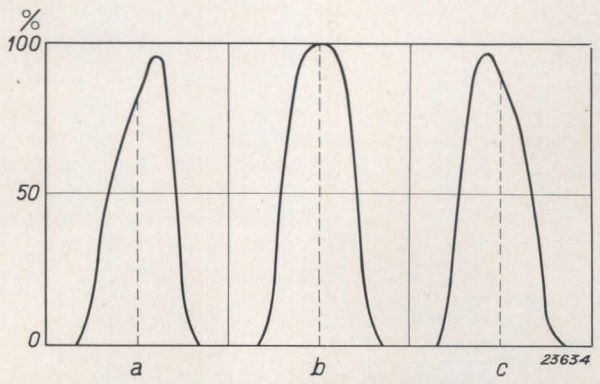


Fig. 8. De lichtdoorlating van de combinatie van „Photoflux" (fig. 6) met sluiter $^1/_{100}$ sec en F = 3,5 (fig. 5) indien middentijdstip van het maximaal open zijn van de sluiter (aangegeven door verticale streeplijn) samenvalt met de topwaarde van de lamplichtemissie en voor het geval dit 0,005 sec vroeger (*a*) of later (*c*) gebeurt.

de totale lichthoeveelheid, die doorgelaten wordt, nauwelijks verschillend, terwijl ook de flitstijd niet veranderd wordt. Uit deze figuur kan men tevens zien, dat de bovengenoemde methode om een synchronisator in te stellen faalt, indien men niet werkt met een nauw diafragma. Eerst bij F = 11 of hooger komen de karakteristieke verschillen tusschen een te vroege of te late sluiter tot uiting.

[3]) Voor uitvoerige beschrijving zie: J. A. M. van Liempt en J. A. de Vriend, Philips techn. T. 1, 289, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

DE BEWEGING VAN EEN ELECTRON IN TWEEDIMENSIONALE ELECTROSTATISCHE VELDEN

door P. H. J. A. KLEYNEN.

Samenvatting. De beweging van een geladen deeltje in een twee-dimensionaal electrostatisch veld kan bestudeerd worden met behulp van een model, bestaande uit een uitgespannen rubbermembraan, waarover een kogeltje rolt.

De membraan wordt zoodanig gespannen, dat de oppervlaktespanning over het heele oppervlak constant is en de randvoorwaarden van het electrostatische veld worden op het model overgebracht door op de randen de uitwijking van de membraan in verticale richting evenredig met de electrostatische potentiaal te nemen.

In enkele gevallen wordt nagegaan, met welke benadering de baan van een kogeltje, dat over dit rubberoppervlak rolt, gelijkvormig is met de baan van het electron in de overeenkomstige potentiaalvelden.

Inleiding

De ontwikkeling van de radiolampentechniek eischt dikwijls een meer of minder nauwkeurige kennis van de beweging van de electronen in het electrostatische veld van de lampelectroden. Het mathematische onderzoek van deze beweging volgens de wetten van de mechanica is in de meeste gevallen onmogelijk. Reeds de berekening van het potentiaalveld uit de vrij willekeurige randvoorwaarden, zooals deze in de praktijk voorkomen, strandt als regel op mathematische moeilijkheden. Deze berekening is echter nog slechts een eerste stap in de goede richting. Is het op de een of andere wijze gelukt, het potentiaalveld te berekenen, dan moet men nog met behulp van de mechanica de beweging van het electron in dit veld onderzoeken, hetgeen in de meeste gevallen niet minder moeilijk is. Het ligt dan ook voor de hand, dat men uitgezien heeft naar methoden, die sneller tot een bruikbaar eindresultaat voeren, al zijn ze misschien minder nauwkeurig dan het mathematisch onderzoek. Men kan in de eerste plaats probeeren, de potentiaal met behulp van sondemetingen te bepalen of de krachtlijnen zichtbaar te maken. Men kan verder naar andere natuurverschijnselen zoeken, die op dezelfde wijze als het electrische potentiaalveld beschreven kunnen worden door de differentiaalvergelijking van Laplace en die dikwijls beter voor meting toegankelijk zijn dan de electrostatische potentiaal. De belangrijkste hieruit voortkomende methode is wel die van de electrolytische trog [1]). Is het veld eenmaal bekend, dan kan men de aequipotentiaallijnen teekenen en in dit veld van aequipotentiaallijnen op vrij eenvoudige wijze de electronenbanen construeeren. Ook zijn er in de laatste tijd apparaten ontwikkeld, die gekoppeld aan een electrolytische trog direct de electronenbaan opteekenen [2]).

Een bezwaar van al deze methoden is het onoverzichtelijke verband tusschen de randvoorwaarden van het potentiaalveld en de uiteindelijke electronenbaan. Wil men de invloed van de potentiaal van een der electroden op de baan kennen, dan moet men bij verschillende waarden van deze potentiaal telkens het veld bepalen en de baan construeeren.

Een methode, welke deze bezwaren niet heeft, berust op het volgende principe [3]). Denkt men zich een membraan, waarin alleen oppervlaktespanningen kunnen werken, horizontaal uitgespannen, zoodanig dat de oppervlaktespanning in het geheele oppervlak constant is, en geeft men de membraan op enkele punten een verticale uitwijking, dan voldoet de hoogte van elk punt van de membraan, als de uitwijkingen klein zijn, aan de differentiaalvergelijking van Laplace voor twee dimensies. Geven we de punten van de membraan, die overeenkomen met de lampelectroden, een hoogte, die evenredig is met de potentiaal van deze electroden, dan is de hoogte van elk ander punt evenredig met de potentiaal in het electrostatische veld. Laten we nu over de membraan zonder wrijving een massapunt glijden, met analoge beginvoorwaarden als het electron in het potentiaalveld, dan is ook de horizontale projectie van de beweging van het massapunt gelijkvormig met die van het electron, tenminste als weer de uitwijkingen klein zijn. De uitwijking wordt klein genoemd, als de helling van de membraan klein is t.o.v. de eenheid.

[1]) Deze methode berust op het feit, dat de potentiaalverdeeling niet verstoord wordt, wanneer men alle electroden dompelt in een electrolyt. Aangezien er dan tusschen de electroden stroom loopt is het mogelijk de potentiaal op ieder punt met behulp van een sonde te meten.

[2]) Zie o.a. D. Gabor, Nature **139**, 373, 1937 en D. B. Langmuir, Nature **139**, 1066, 1937.

[3]) Zie ook W. R. Smythe, L. H. Rumbaugh and S. S. West, Phys. Rev. **45**, 724, 1934.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

Daar de membraan (bij benadering) aan de twéédimensionale differentiaalvergelijking van Laplace voldoet, is het duidelijk, dat niet alle potentiaalvelden met behulp van het bovenstaande model onderzocht kunnen worden.

Wij zullen in het volgende trachten, een indruk te krijgen van de nauwkeurigheid van deze laatste methode, door enkele berekende electronenbanen te vergelijken met de metingen aan het model.

De differentiaalvergelijking van de membraan

Een membraan, waarin alleen een oppervlaktespanning werkt, zal zich bij vervorming zoodanig instellen, dat de potentieele energie minimaal is. Daar deze evenredig is met het oppervlak, zal de membraan een vorm aannemen, die bij de gegeven randvoorwaarden de kleinste oppervlakte vertegenwoordigt. De differentiaal-meetkunde geeft de volgende vergelijking voor een dergelijk oppervlak:

$$\left[1+\left(\frac{\delta h}{\delta y}\right)^2\right]\frac{\delta^2 h}{\delta x^2}-2\,\frac{\delta h}{\delta x}\,\frac{\delta h}{\delta y}\,\frac{\delta^2 h}{\delta x\,\delta y}+\left[1+\left(\frac{\delta h}{\delta x}\right)^2\right]\frac{\delta^2 h}{\delta y^2}=0.$$

Hierin is h de uitwijking van een punt van de membraan, x en y zijn rechthoekige coördinaten in het vlak van de onvervormde membraan. De eerste afgeleiden komen hierin tot de tweede macht voor en als ze klein zijn, kunnen we deze kwadraten ten opzichte van de eenheid verwaarloozen. De vergelijking gaat dan over in:

$$\frac{\delta^2 h}{\delta x^2}+\frac{\delta^2 h}{\delta y^2}=0$$

en wordt dus identiek met de differentiaalvergelijking van Laplace.

We kunnen deze vergelijking ook afleiden uit de evenwichtsvoorwaarden van een element $dx\,dy$ van het oppervlak.

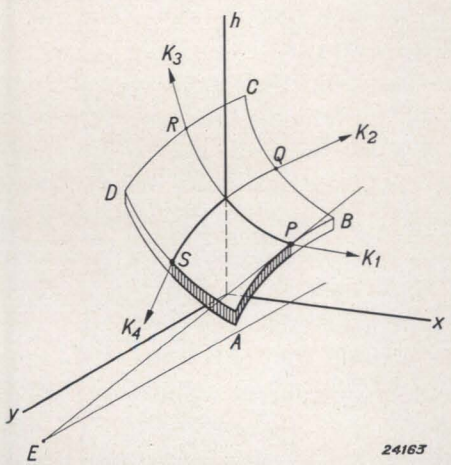


Fig. 1. Afleiding van de differentiaalvergelijking van Laplace uit de evenwichtsvoorwaarden van een element van de membraan.

In *fig. 1* stelt $A\,B\,C\,D$ het oppervlakte-element $dx\,dy$ voor, dat door vlakken evenwijdig aan de coördinatievlakken uit de membraan gesneden wordt. Op de doorsnijdingsvlakken werken krachten, die raken aan het oppervlak en loodrecht staan op de doorsnijdingskromme. Het element is in evenwicht, dus de som van deze krachten is gelijk aan nul:

$$K_1+K_2+K_3+K_4=0.$$

Van deze krachten willen we eerst K_1 nader bekijken. Deze kracht staat loodrecht op de raaklijn $P\,E$ aan de doorsnijding $A\,B$ en ligt in het oppervlak. Indien nu het oppervlak slechts een kleine helling heeft ten opzichte van het x-y-vlak, zoodat $P\,E$ slechts een kleine hoek met de y-as maakt, dan zullen de krachten K_1 en K_3 nagenoeg evenwijdig met de lijn $P\,R$ van het oppervlak werken en de krachten K_2 en K_4 nagenoeg evenwijdig met de lijn $Q\,S$. In dit geval vinden we voor de som K_1+K_3:

$$K_1+K_3=\sigma\,dy\left[\left(\frac{\delta h}{\delta x}\right)_P-\left(\frac{\delta h}{\delta x}\right)_R\right]=\sigma\,dy\,\frac{\delta^2 h}{\delta x^2}\,dx,$$

waarin σ de oppervlaktespanning is,
en voor K_2+K_4:

$$K_2+K_4=\sigma\,dx\,\frac{\delta^2 h}{\delta y^2}\,dy\,.$$

Uit de voorwaarde, dat de som van al deze krachten gelijk aan nul moet zijn, volgt ook dan weer:

$$\frac{\delta^2 h}{\delta x^2}+\frac{\delta^2 h}{\delta y^2}=0\,.$$

We zien dus, dat de membraan voldoet aan de differentiaalvergelijking van Laplace, als de helling in elk punt voldoende klein is.

Geven we de membraan en het potentiaalveld nu nog overeenkomstige randvoorwaarden, d.w.z. geven we de membraan op punten overeenkomende met de electroden een hoogte, evenredig met de potentiaal van deze electroden, dan is in elk punt van de membraan de hoogte evenredig met de potentiaal in de overeenkomstige punten van het electrostatische veld.

We kunnen de analogie tusschen het model en het electrostatische veld nog iets verder uitwerken. Het is duidelijk, dat lijnen van gelijke hoogte overeenkomen met de aequipotentiaallijnen uit het veld. De maximale helling in een punt van de membraan is evenredig met de veldsterkte. In de electrostatica is verder de lading van een electrode evenredig met de integraal van de veldsterkte langs de rand van deze electrode en we kunnen dus met behulp van het model de lading bepalen door de helling langs de overeenkomstige rand te

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

meten en te integreeren. Aangezien de verticale componente van de kracht, die op een lijnelement van de rand aangrijpt, evenredig is met de plaatselijke helling van het vlies, komt deze integraal overeen met de drukkracht van het vlies op de electrode.

De banen van het electron en het glijdend massapunt

Een beschouwing van de horizontaal uitgespannen membraan met de aangebrachte uitwijkingen doet vanzelf de vraag naar voren komen, in hoeverre de horizontale projectie van de beweging van een zonder wrijving over het oppervlak glijdend massapunt in het veld van de zwaartekracht overeenkomt met die van het electron in het overeenkomstige electrostatische geval.

De bewegingsvergelijkingen van het electron zijn:

$$m\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} = -e\frac{\delta V}{\delta x}, \quad m\frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}t^2} = -e\frac{\delta V}{\delta y} \quad \cdot\cdot (1)$$

We zullen nagaan, of de differentiaalvergelijkingen voor de projectie van de beweging van het massapunt op het horizontale vlak van dezelfde vorm zijn:

Fig. 2 geeft een verticale doorsnede door de

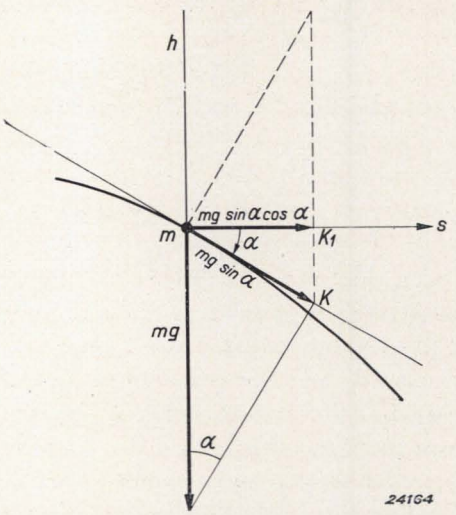


Fig. 2. Afleiding van de krachten, die op een massapunt werken, dat zonder wrijving op een hellend vlies glijdt.

membraan in de richting van de grootste helling met de krachten, die in een bepaald punt van de membraan tengevolge van de zwaartekracht op het massapunt m werken. Uit de figuur lezen wij af, dat de horizontale component K_1 van de resulteerende kracht K gelijk is aan

$$K_1 = m\,g\,\sin\alpha\,\cos\alpha,$$

waarin α de hoek van de maximale helling is. Verder is:

$$\mathrm{tg}\,\alpha = -\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}s},$$

dus:

$$K_1 = -mg\cdot\frac{\dfrac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}s}}{1+\left(\dfrac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}s}\right)^2}.$$

De componenten van de kracht in de x- resp. y-richting zijn dan:

$$\left.\begin{aligned} K_x &= m\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} = -mg\,\frac{\dfrac{\delta h}{\delta x}}{1+\left(\dfrac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}s}\right)^2}, \\ K_y &= m\frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}t^2} = -mg\,\frac{\dfrac{\delta h}{\delta y}}{1+\left(\dfrac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}s}\right)^2}. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Indien we nu weer veronderstellen, dat de helling van de membraan klein is, kunnen wij $\left(\dfrac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}s}\right)^2$ verwaarloozen ten opzichte van de eenheid en de vergelijking (2) gaat dan over in:

$$m\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} = -mg\frac{\delta h}{\delta x}, \qquad m\frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}t^2} = -mg\frac{\delta h}{\delta y} \quad \cdot (3)$$

Deze verg. zijn inderdaad aequivalent met (1) en bij geschikte keuze van de randvoorwaarden zullen de bewegingen van het electron en van het massapunt dus eveneens aequivalent zijn.

Constructie en onderzoek van de membraan

Als materiaal voor de membraan komt practisch alleen rubber in aanmerking. Een rubbervel van ca. 1 m diameter, waarop vóór het spannen rechthoekige en poolcoördinaten zijn geteekend, wordt in een metalen ring zoodanig uitgespannen, dat de rek in het vel overal constant is. Zijn de op het vel geteekende coördinatennetten door het spannen gelijkmatig vergroot, dan kan men aannemen, dat de oppervlaktespanning overal constant is. *Fig. 3* geeft een overzicht van de opstelling. De eerste oriënteerende proeven werden gedaan met een vel van 1 mm dikte, dat met een rek van 3 % gespannen werd. Het bleek hierbij, dat de onregelmatigheden in de rek aan de rand, die een gevolg zijn van de ophanging, zich niet verder dan ca. 5 cm naar het midden uitstrekken.

Het vel wordt horizontaal opgesteld op een tafel met een eveneens horizontaal en vlak blad. De plattegrond van de electroden van de electrostatische opstelling wordt nu met een geschikte vergrooting op het vel overgebracht en op de plaats van de electroden geeft men het vel door er op

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

of er onder geplaatste blokken of ringen uitwijkingen, die evenredig zijn met de potentiaal van deze electroden. Daar de lading van het electron negatief is, zetten we de positieve potentiaal naar beneden uit en de negatieve naar boven.

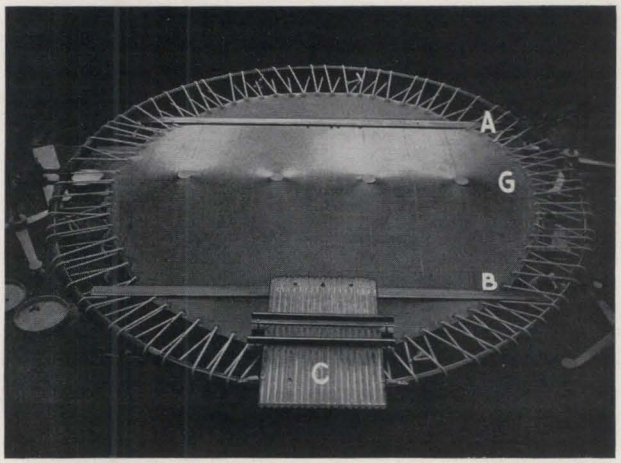


Fig. 3. Overzicht van de opstelling van het model. Het rubbervel is gelijkmatig uitgespannen in een horizontale ijzeren ring. De hoogte wordt vastgelegd door twee horizontale latten *A* en *B* en door vier onder het vel geplaatste cylinders *G*.

Uit de vorm van de differentiaalvergelijkingen van het vel en van de beweging van het massapunt volgt, dat de baan onafhankelijk is van de schaal, waarop het model gebouwd is. Dit geldt zoowel voor de lineaire afmetingen als voor de verhouding, waarin de potentiaal in hoogte is omgezet. Het is bekend, dat ook in het electrische geval de vorm van de electronenbaan niet verandert als de lineaire afmetingen van het electrodensysteem of de potentiaal evenredig vergroot worden.

Fig. 3 geeft een beeld van het potentiaalveld van een negatief rooster tusschen twee evenwijdige positieve platen, waarop we later nog uitvoeriger terugkomen. De cirkeltjes bij *G* stellen hierbij de doorsneden voor van de roosterdraden met een vlak loodrecht op de roosterdraden. De rechte lijnen bij *A* en *B* zijn de snijlijnen van dit vlak met de evenwijdige platen. Het rooster *G* bestaat in dit geval uit vier even hooge cylinders, die op de tafel onder het vel geplaatst zijn. Het veld tusschen de twee middelste roosterstaven wordt practisch niet meer gewijzigd als men meer dan vier cylinders neemt.

Is het vel volgens de randvoorwaarden opgesteld, dan zou men over het oppervlak gaarne een massapunt zonder wrijving willen laten glijden. Het blijkt echter, dat in het geval van een rubbervel de coëfficiënt van de sleepende wrijving veel te groot is om een bruikbaar resultaat te verwachten. We vervangen daarom het glijdend massapunt door een rollend kogeltje, waarbij we er rekening mee moeten houden, dat de rotatie-energie van de kogel en de rollende wrijving oorzaak kunnen zijn, dat de kogelbaan gaat afwijken van die van een zonder wrijving glijdend massapunt. Als we trachten, langs mathematische weg een indruk te krijgen van deze foutenbron, dan stranden we op groote moeilijkheden. We kunnen het traagheidsmoment en ook de rollende wrijving in de een of andere vorm in de differentiaalvergelijkingen van de beweging invoeren, doch uit de vorm van deze vergelijkingen is het moeilijk te beoordeelen, in hoeverre deze factoren het resultaat vervalschen, nadat een nog nader te bespreken eenvoudige correctie voor het traagheidsmoment is aangebracht.

Daarom blijft ons als eenige mogelijkheid over, te trachten, de fouten langs experimenteele weg aan te toonen. Dit kan op verschillende manieren. We kunnen in de eerste plaats bij een bepaalde opstelling van het vel de wrijving en het traagheidsmoment van het kogeltje veranderen en dan de kogelbanen vergelijken. De wrijving kan men bijv. veranderen door op het vel een dunne laag talkpoeder te strooien, en het traagheidsmoment, door kogels te nemen met zware kern en lichte mantel of omgekeerd. Een eenvoudige rekening leert, dat men een kogel kan maken met platina of wolfraamkern en een aluminium mantel, die dezelfde massa en dezelfde diameter heeft als een stalen kogel, doch een driemaal zoo klein traagheidsmoment. Een tweede methode bestaat daarin, een opstelling te maken, waarin de beweging van een glijdend massapunt nauwkeurig theoretisch bekend is en deze te vergelijken met de beweging van de kogel. Een derde methode bestaat in het vergelijken van de kogelbaan met een electronenbaan, waarvan de gedaante door mathematisch of experimenteel onderzoek reeds geheel bekend is.

Wij hebben de tweede methode toegepast op de beweging van een kogel op een plat hellend vlak en de derde methode op de beweging van een electron in het veld van een spleet tusschen twee evenwijdige platen.

De beweging van een kogel op een hellend plat vlak

Leggen wij de coördinaten zooals in *fig. 4* is aangegeven, dan is de baan van een massapunt,

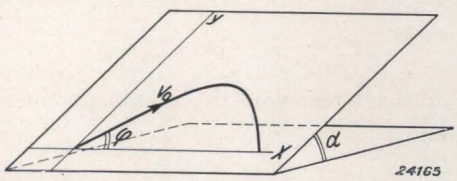


Fig. 4. Beweging van een massapunt op een hellend vlak.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

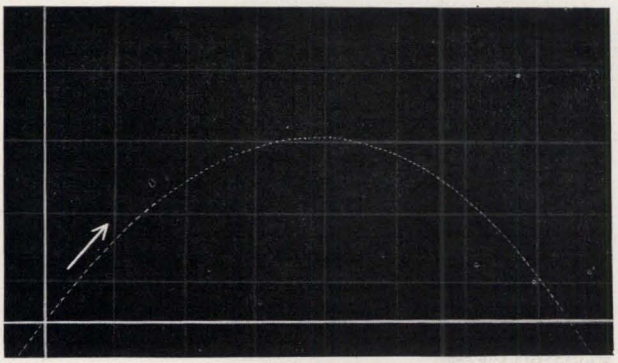
Digitized by www.freeservicemanuals.info

dat zonder wrijving op een hellend plat vlak glijdt, een parabool met de vergelijking:

$$y = x \operatorname{tg} \varphi - \frac{g \sin a}{2 v_0^2 \cos^2 \varphi} x^2, \quad . \quad . \quad (4)$$

waarin v_0 de beginsnelheid is en g de versnelling van de zwaartekracht.

De beweging van het kogeltje op het hellend vlak kunnen we als volgt vastleggen. We laten het glimmend gepolijste kogeltje uit de oorsprong vertrekken en fotografeeren het gedurende de beweging, terwijl we de opstelling hierbij belichten met een, op één phase wisselstroom brandende, hoogedruk kwiklamp. Daar deze lamp periodiek ontstoken en gedoofd wordt en wel met een periode gelijk aan de helft van die van de wisselstroom, wordt de baan als stippellijn zichtbaar (zie *fig. 5*).



24102

Fig. 5. Fotografische opname van de baan van een glimmend kogeltje op een hellend plat vlak. Het kogeltje is hierbij verlicht met een lamp, die periodiek aan en uit gaat, zoodat de baan als stippellijn zichtbaar wordt.

Brandt de lamp op 50 perioden wisselstroom, dan wordt de afstand van twee opeenvolgende stippen in een honderdste secunde afgelegd en uit deze afstand kan dus direct de snelheid van het kogeltje berekend worden. De hoek φ, waaronder de kogel in de oorsprong vertrekt en de helling van het vel kunnen gemeten worden en we kunnen dan met behulp van (4) de baan berekenen, die een zonder wrijving glijdend massapunt volgt als het onder dezelfde voorwaarden uit de oorsprong vertrekt. We moeten hierbij alleen nog opmerken, dat de rotatie-energie van een zuiver rollende homogene kogel $^2/_7$ van de totale kinetische energie is, zoodat we de uit fig. 5 afgeleide snelheid met $\sqrt{7/5}$ moeten vermenigvuldigen om de overeenkomstige snelheid van het glijdende massapunt te krijgen.

Voeren we de berekening in dit geval uit en vergelijken we de parabool met de kogelbaan van fig. 5, dan blijkt, dat de top van de parabool ca. 1 % hooger ligt dan de top van de kogelbaan, terwijl de afstand van de punten, waarin de parabool de x-as snijdt, ca 7 % grooter is dan de afstand van de overeenkomstige punten van de kogelbaan. Wordt de wrijving iets verhoogd, dan neemt deze afstand sterk af, zoodat we hierin een scherp criterium voor de invloed van de wrijving hebben.

Het electron in het veld van een spleet

Het vorige geval geeft ons alleen een indruk over de invloed van de wrijving op de baan. In het geval, dat wij nu zullen onderzoeken, zullen bovendien de in het voorgaande reeds besproken foutenbronnen, die verband houden met het feit, dat de helling van de membraan niet oneindig klein is, een rol spelen.

We onderstellen een vlakke plaat S met een rechte spleet evenwijdig aan en op gelijke afstand gelegen van twee evenwijdige platen A en K. *Fig. 6* geeft

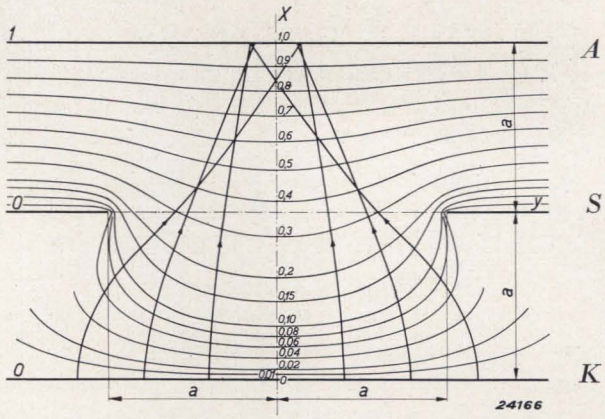


Fig. 6. Het potentiaalveld van een spleet tusschen twee evenwijdige platen met de daarin geconstrueerde electronenbanen.

een doorsnede loodrecht op de platen en op de spleet. Met behulp van de theorie der functies van een complexe veranderlijke is het potentiaalveld van een dergelijke electrodenopstelling te berekenen. Geven we de plaat A een potentiaal gelijk aan de eenheid en de spleet en de andere plaat een potentiaal nul, en kiezen we de breedte van de spleet en de afstanden van de platen, zooals in fig. 6 is aangegeven, dan wordt de potentiaal V gegeven door:

$$V = \frac{x}{2a} + \frac{1}{2\pi} \operatorname{arc\ cos} \left[\frac{\cosh^2 \frac{\pi y}{2a} - \sin^2 \frac{\pi x}{2a} - \sqrt{\left(6{,}295 + \cosh^2 \frac{\pi y}{2a} - \sin^2 \frac{\pi x}{2a}\right)^2 - 25{,}180 \cosh^2 \frac{\pi y}{2a} \cos^2 \frac{\pi x}{2a}}}{6{,}295} \right].$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

De berekening van V uit deze formule geeft de aequipotentiaallijnen, die in fig. 6 zijn aangegeven en in dit veld van aequipotentiaallijnen kunnen we op eenvoudige wijze de electronenbaan construeeren. De constructie berust op hetzelfde principe als de apparaten, die uit een potentiaal- en gradiëntmeting in de electrolytische trog de vorm van de baan afleiden (zie o.a. D. Gabor en D. B. Langmuir, loc. cit.). Men kan nl. in elk punt de kromtestraal van de baan berekenen uit de potentiaal en de gradiënt loodrecht op de baan. Laten we nu de electronen met snelheid nul bij de plaat K vertrekken, dan levert de constructie de banen, die in fig. 6 zijn weergegeven.

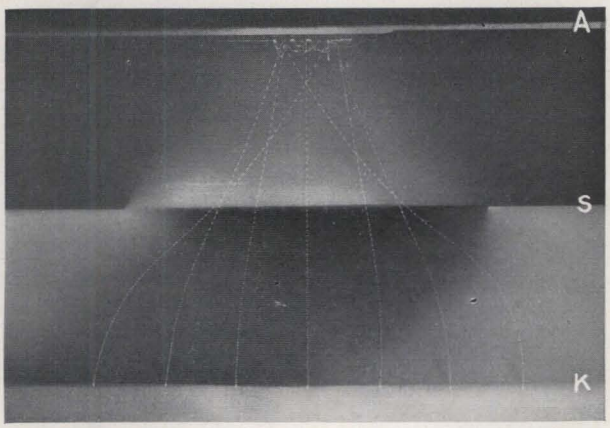


Fig. 7. Fotografische opname van de beweging van kogeltjes op een rubbermodel, dat overeenkomt met het potentiaalveld, dat in fig. 6 is weergegeven.

In het rubbermodel staan de platen K en S op gelijke hoogte, terwijl A iets lager ligt. Bij K laten we 7 kogels snel na elkaar zonder begin-snelheid vertrekken en krijgen dan banen, zooals *fig.* 7 die weergeeft.

Vergelijken we de figuren 6 en 7, dan zien we, dat de overeenstemming tusschen electronenbaan en kogelbaan vrij behoorlijk is, als we tenminste niet al te hooge eischen aan de nauwkeurigheid stellen. Onze ervaring is dan ook, dat inderdaad het rubbermodel bij vele problemen in de radiolampentechniek belangrijke oriënteerende diensten kan bewijzen. In andere gevallen echter, zooals bijv. bij het bepalen van afbeeldingsfouten van de electronenoptiek, moet men voorzichtig zijn en slechts meer uitgebreide proeven in de geest van bovengenoemde voorbeelden zullen de zekerheid kunnen geven, of de bereikte nauwkeurigheid voldoende is.

Beperkingen

Zooals we boven reeds hebben opgemerkt, is de toepassing beperkt tot tweedimensionale gevallen, resp. tot driedimensionale potentiaalvelden, waarin de potentiaal onafhankelijk is van een van de coördinaten. In het algemeen zullen dus bijv. rotatiesymmetrische velden niet met het model onderzocht kunnen worden.

Bij grootere electronendichtheden moeten we er verder rekening mee houden, dat de ruimtelading het potentiaalveld kan gaan beinvloeden. De moeilijkheid hierbij is, dat de verandering van de potentiaal tengevolge van deze ruimtelading juist afhankelijk is van de electronenbaan, die we willen bepalen. Is de ruimtelading echter niet te groot, dan kan men eerst de banen bepalen in de veronderstelling, dat de ruimtelading nul is en met behulp van deze banen dan een schatting maken over de ruimtelading. De potentiaalverlaging, die hiervan een gevolg is, kan men dan op het model overbrengen door het vel plaatselijk evenredig met deze verlaging te verhoogen en men kan dan opnieuw de baan bepalen. Zet men dit proces voort, dan convergeert het resultaat meestal vrij snel tot de juiste oplossing.

Eenige andere toepassingen

Het rubbermodel kunnen we o.a. ook gebruiken om capaciteiten te meten van tweedimensionale electrodenopstellingen. Wil men bijv. de capaciteit van een electrode bepalen ten opzichte van een stel andere electroden, dan kan men in het electrostatische geval die electrode een potentiaalverschil V geven ten opzichte van de anderen, die alle gelijke potentiaal hebben en dan de lading van die electrode bepalen. Deze lading is per cm axiale lengte gelijk aan $\frac{1}{4\pi}$ maal de integraal van de veldsterkte langs de rand van deze electrode. De verhouding van lading en potentiaalverschil geeft dan de capaciteit per cm. Bij het rubbermodel is het potentiaalverschil V aequivalent met een hoogteverschil h tusschen de genoemde electrode en de andere, terwijl we inplaats van de veldsterkte de helling van het vel langs de rand van de electrode integreeren. Voor de capaciteit vinden we dan:

$$c_1 = \frac{1}{4\pi h}\int_S \mathrm{tg}\alpha \, \mathrm{d}s = \frac{1}{4\pi}\cdot\frac{D}{\sigma h}, \text{ waarbij}$$

c_1 = capaciteit per cm axiale lengte,
h = hoogteverschil tusschen de electroden,
α = helling van het vel aan de rand van de electrode,
S = begrenzing van de electrode,
D = drukkracht op de electrode,
σ = spanning van het rubbervlies.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

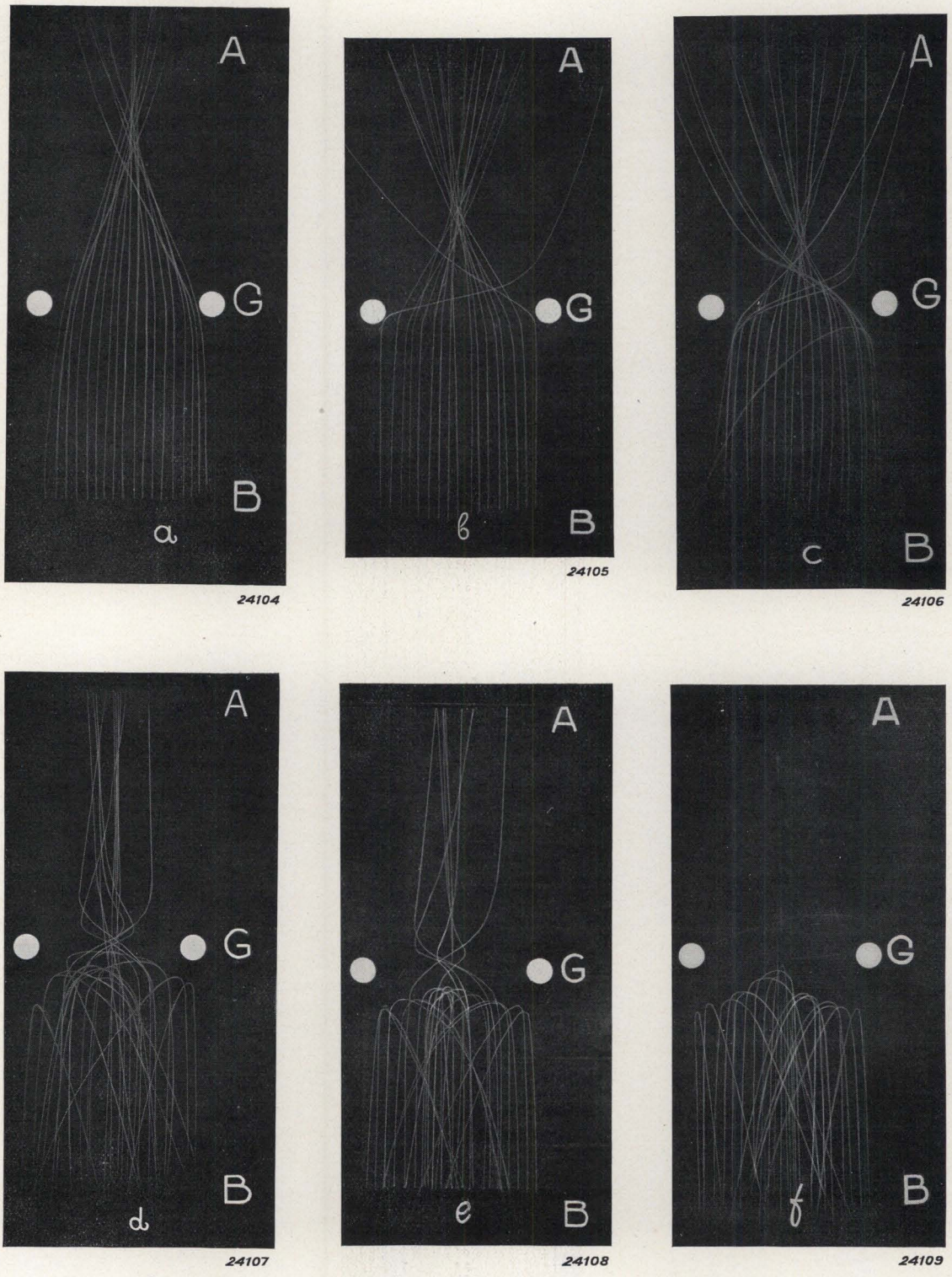


Fig. 8 a - f. Fotografische opnamen van kogelbanen, die verkregen zijn door in de opstelling van fig. 3 een evenwijdige bundel van kogels met constante snelheid loodrecht op de verbindingslijn van de roosterstaven *G* af te schieten. De verschillende figuren worden verkregen door de hoogte *G* telkens iets grooter te nemen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

De afmetingen van het electrodensysteem mogen we met een willekeurige vergrooting op het model overbrengen, daar de capaciteit van een tweedimensionale opstelling per cm axiale lengte geen dimensie heeft. De helling kan gemeten worden, door op het vel een klein spiegeltje te leggen en dan met behulp van een kijker met schaalverdeeling en waterpas de richting van de normaal vast te leggen.

Een fotografische opname van de kogelbaan stelt ons verder in staat, de looptijd van het electron in het overeenkomstige electrostatische geval te bepalen. Wij hebben reeds gezien, dat we uit de afstand van twee stippen in elk punt de snelheid van de kogel kunnen berekenen. Deze snelheid is echter afhankelijk van de afmetingen van het model en ook veel kleiner dan die van het electron. Daar de bewegingen van het electron en het zonder wrijving glijdende massapunt echter gelijkvormig zijn, kunnen we ons voorstellen, dat er tusschen de tijdelementen van de electron- en de puntbeweging een constante verhouding bestaat. Deze verhouding kunnen we bepalen uit de differentiaalvergelijkingen (1) en (3), die we daartoe in de volgende vorm schrijven:

$$\frac{d^2 x_e}{dt_e^2} = -\frac{e}{m}\frac{\delta V}{\delta x_e} \cdot (1a) \quad , \quad \frac{d^2 x_m}{dt_m^2} = -g\frac{\delta h}{\delta x_m} \cdot (3a)$$

$$\frac{d^2 y_e}{dt_e^2} = -\frac{e}{m}\frac{\delta V}{\delta y_e} \cdot (1b) \quad , \quad \frac{d^2 y_m}{dt_m^2} = -g\frac{\delta h}{\delta y_m} \cdot (3b)$$

De indices e en m duiden hierbij aan, dat de betrokken grootheden aan het electrische geval resp. het rubbermodel ontleend zijn. Daar de verhouding tusschen de afmetingselementen (dx_e/dx_m en dy_e/dy_m) bekend is en we tevens weten, met welk hoogteverschil in het model de spanningseenheid overeenkomt, kunnen we uit de vergelijkingen de verhouding van de tijdelementen bepalen. Wij kunnen bijv. de verg. (1a) en (3a) op elkaar deelen en verkrijgen uit de resulteerende vergelijking voor de verhouding der tijdelementen:

$$\frac{dt_m}{dt_e} = \frac{x_m}{x_e}\sqrt{\frac{eV}{gmh}} .$$

Onderstellen wij, dat de kogel homogeen is en dat hij rolt zonder te glijden, dan is in verband met zijn rotatie-energie in elk punt zijn snelheid hoogstens $\sqrt{5/7}$ maal die van het glijdend massapunt onder dezelfde omstandigheden en bij de beweging van een kogel op een plat vlak is deze factor zelfs precies $\sqrt{5/7}$. Wij zullen dus het traagheidsmoment voor het grootste gedeelte in rekening kunnen brengen door de tijdelementen bij de kogelbeweging een factor $\sqrt{7/5}$ grooter te kiezen. Voor de verhouding vinden we dan:

$$\frac{dt_m}{dt_e} = \frac{x_m}{x_e}\sqrt{\frac{7eV}{5mgh}} .$$

We zullen tenslotte nog een voorbeeld geven van de toepassing op het gebied der radiolampen. Stellen we ons voor een positieve anode met daarvóór een rooster op lagere potentiaal, dan kunnen we ons afvragen, hoe de electronen van een evenwijdige bundel, die met een bepaalde snelheid loodrecht op de anode worden afgeschoten, door de roosterdraden worden afgebogen. Het model krijgt dan de vorm, zooals die in fig. 3 is aangegeven. Hierin stellen A en G de anode resp. het rooster voor. Loodrecht op B worden de kogels losgelaten met een snelheid, die bepaald wordt door de helling van een stel buizen C, waarin de kogels onder invloed van de zwaartekracht hun snelheid gekregen hebben. Door deze snelheid is tevens de potentiaal van het vlak B bepaald en daarmee die van A en G.

Fig. 8 geeft nu een beeld van de kogelbanen bij verschillende hoogten van G, dus bij verschillende spanningen van het rooster. Bij de eerste opname (fig. 8*a*) was de potentiaal van het rooster zoodanig, dat alle electronen het rooster konden passeeren en we zien, hoe de electronen zich in een brandpunt tusschen rooster en anode vereenigen. Verlagen we de potentiaal van het rooster, dan wordt de brandpuntsafstand kleiner en de electronen aan de rand van de bundel keeren om. In fig. 8*f* is het rooster zoover negatief, dat alle electronen gereflecteerd worden.

Een belangrijk voordeel van de boven beschreven methode is, zooals reeds werd opgemerkt, dat men met zeer weinig moeite de invloed van een verandering van de opstelling of de potentiaal der electroden kan onderzoeken. Men hoeft slechts in het model de electroden iets te verschuiven of te verhoogen en dan de kogelbanen waar te nemen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

EEN VIBRATOR VOOR HET AANSLUITEN VAN WISSELSTROOM-ONTVANGTOESTELLEN OP HET GELIJKSTROOMNET

door J. W. ALEXANDER.

Samenvatting. De constructie van ontvangtoestellen die met wisselstroom gevoed worden heeft belangrijke voordeelen boven constructies voor gelijkstroom. In dit artikel wordt een vibrator beschreven, die gelijkspanning in wisselspanning transformeert. Door dit toestel tusschen het gelijkstroomnet en een wisselstroomontvanger te schakelen wordt deze wisselstroom-ontvanger geschikt gemaakt voor het voeden met gelijkstroom van hetzelfde gebied van netspanningen, zonder dat verdere constructiewijzigingen noodig zijn.

Inleiding

Bij radiotoestellen, die gevoed worden door het wisselstroomnet, is het zeer eenvoudig, de benoodigde gloeispanningen voor de parallel geschakelde lampen te verkrijgen door middel van een transformator. De benoodigde anodespanning wordt geleverd via een andere wikkeling op dezelfde transformator en een gelijkrichtlamp. Door de transformator primair eenige aftakkingen te geven is te bereiken, dat het apparaat geschikt is voor de gebruikelijke spanningen van 100 - 155 V en 200 - 250 V.

Moet het apparaat echter gevoed worden door een gelijkstroomnet, dan ontstaan er verschillende moeilijkheden, die allen samenhangen met het feit, dat men geen transformator kan gebruiken om het apparaat aan te passen bij de aanwezige netspanning. Men is bijv. genoodzaakt, de gloeidraden van de verschillende lampen in serie te schakelen in plaats van parallel, wat echter complicaties met zich mee brengt, omdat het bij deze wijze van schakelen moeilijk is, het binnendringen van bromstoringen uit het net te vermijden. Ook het uitvoeren van een voldoende isolatie tegen aanrakingsgevaar is bij gelijkstroomtoestellen veel minder eenvoudig dan bij wisselstroomtoestellen. Bovendien kan men practisch niet bereiken, dat het toestel op alle voorkomende netspanningen tusschen 110 en 250 V gelijkstroom even gunstig werkt.

De boven geschetste moeilijkheden hebben ertoe geleid, het bezwaar van de gelijkstroomvoeding te ondervangen door de gelijkspanning met behulp van een vibrator in wisselspanning om te zetten. Door dit instrument voor te schakelen, wordt een wisselstroom-ontvanger geschikt gemaakt voor het voeden met gelijkstroom van hetzelfde gebied van netspanningen, zonder dat verdere constructieve wijzigingen noodig zijn.

Principe en werkwijze van de vibrator

In *fig. 1* is de schakeling van de vibrator schematisch weergegeven. De vibrator is op te vatten als een dubbelpolige omschakelaar, bestaande uit de veeren A_1 en A_2, electrisch gescheiden, doch mechanisch verbonden, die afwisselend contact kunnen maken tegen K_{11} en K_{12} resp. K_{22} en K_{21}. De veeren worden bewogen door de electromagneet

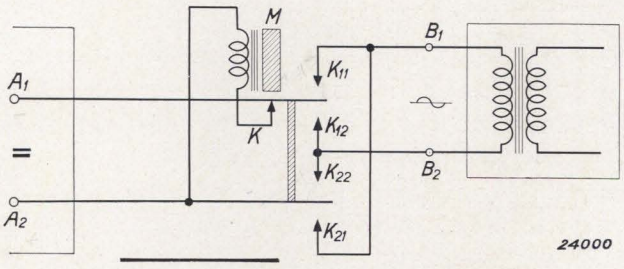


Fig. 1. Schematische schakeling van de triller.

M, werkende op een anker, dat mechanisch verbonden is aan de veeren A_1 en A_2. Bevindt de vibrator zich in rusttoestand en zijn de klemmen A_1 en A_2 nog niet met het net verbonden, dan is de veer A_1 door middel van het contact K verbonden met de spoel van de magneet. Wordt de vibrator nu op het net aangesloten, dan zal de electromagneet het anker aantrekken, waardoor contact gemaakt wordt tusschen A_1 en B_1 (via K_{11}) en tusschen A_2 en B_2 (via K_{22}). Hierbij laat het contact K los. De veeren gaan nu verder tot de maximale uitslag, keeren dan terug en zwaaien tengevolge van hun traagheid door de nulstand, om contact te maken tusschen A_1 en B_2 via K_{12} en tusschen A_2 en B_1 via K_{21}. Bij het passeeren van de rusttoestand wordt de magneet weer ingeschakeld enz. Zoodoende houdt het mechanisme zich zelf aan de gang.

Voor de werking van het mechanisme is het zeer belangrijk, dat de stroom door de magneet tengevolge van zijn inductieve weerstand met een zekere vertraging op het inschakelen reageert. Is het contact K gesloten en beweegt het anker zich van de ruststand naar de maximale uitslag, dan wordt het anker afgeremd, beweegt het anker zich van de maximale uitslag naar de ruststand, dan wordt het versneld. Had de zelfinductie van de electromagneet geen vertragende werking op de stroom,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

dan zou de remmende kracht gelijk zijn aan de versnellende kracht, en de totaal toegevoerde energie aan het anker zou nul zijn. Tengevolge van de zelfinductie ontstaat een overschot aan toegevoerde energie en dit is noodig om het mechanisme aan de gang te houden.

Het resultaat van het afwisselend contact maken bij K_{11} en K_{22}, resp. K_{12} en K_{21} is, dat een spanning van afwisselend teeken op de transformator staat, hetgeen, afgezien van de transformatieverhouding, eenzelfde spanning geeft aan de secundaire kant. Wordt de transformator gesloten over een weerstand, dan heeft de secundaire stroom dezelfde vorm (*fig. 2b*), waarbij een primaire stroom vloeit volgens fig. 2*a*, dus een onderbroken gelijkstroom.

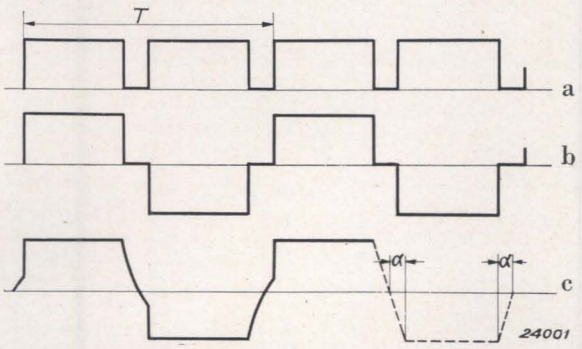


Fig. 2. a) Intermitteerende gelijkstroom, welke aan de ingangszijde van de vibrator afgenomen wordt.
b) Secundaire spanning, welke een vibrator volgens de schakeling van fig. 1 zou leveren. T is de tijd van een periode.
c) Verloop van de geleverde wisselspanning, indien de contacten overbrugd zijn met behulp van condensatoren. Met gestippelde lijnen is aangeduid, hoe het verloop kan worden geïdealiseerd.

Een vibrator, uitgevoerd volgens dit principe, zou het bezwaar hebben, dat elke halve periode bij het overschakelen aan de uitschakelcontacten een groote spanning optreedt, tengevolge van de zelfinductie van de transformator. Deze spanningsstoot kan echter worden vermeden door de contacten met behulp van condensatoren te overbruggen.

Dit is in *fig. 3* nader aangeduid. Wij veronderstellen, dat de trillende veer juist begint de contacten K_{11} en K_{22} te verlaten. De stroom van het net zal dan onmiddellijk worden onderbroken. De stroom door de transformator zal echter nog verder kunnen loopen en de condensatoren C_{11} en C_{22} laden en zal dan afvallen op een wijze, die hoofdzakelijk bepaald wordt door de grootte van de belastingsimpedantie tusschen B_1 en B_2, door de capaciteit van de condensatoren en de zelfinductie van de transformator. De helling di/dt van de stroom-tijdkromme blijft dus eindig en zoodoende ook de uitgangsspanning.

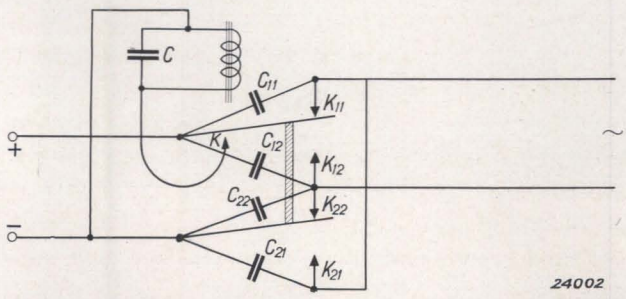


Fig. 3. Door de contacten met behulp van condensatoren te overbruggen kan men vermijden, dat bij het uitschakelen iedere halve periode hooge spanningen ontstaan.

Wanneer de trillende veer de tegenoverliggende contacten K_{12}, K_{21} bereikt, wordt de overgebleven spanning van de condensatoren C_{12} en C_{21} kort gesloten. Hierbei ontstaat een sterke kortsluitstroomstoot en neemt de spanning aan de uitgangsklemmen onmiddellijk de waarde van de netspanning aan. In fig. 2*c* is het verloop van de uitgangsspanning schetsmatig voorgesteld.

Het bezwaar van de zoojuist genoemde hooge kortsluit-stroomsterkte is gemakkelijk op te heffen door in serie met de condensatoren een weerstand te schakelen, die de kortsluitstroomen begrenst.

Behalve de in fig. 1 geschetste onderdeelen, bevat de vibrator nog twee filters, welke resp. het net en het toestel beschermen tegen het ontstaan van hoogfrequente trillingen, die door de plotselinge stroomvariaties bij het openen van de contacten in het toestel opgewekt zouden kunnen worden. Zoodoende wordt een volkomen storingsvrije ontvangst verkregen voor frequenties van 150 kc/sec en hooger, dus in het geheele omroepgebied.

Mechanische uitvoering en montage van de vibrator

In *fig. 4* is de mechanische constructie weergegeven. De vibrator bestaat uit een raampje R, dat tegelijkertijd deel uitmaakt van de electromagneet met het spoeltje S. Op kleine afstand van de kern bevindt zich het anker M, geïsoleerd bevestigd aan de beide veeren A_1 en A_2, waarop de gelijkspanning komt. Deze veeren zijn geïsoleerd van het raam door middel van micaplaatjes P. Niet ver van hun inklemmingspunt dragen de veeren A_1 en A_2 een vorkvormig verstijfd stuk, waarop de wolfraamcontacten K_{11}, K_{12}, K_{21}, K_{22} zijn bevestigd. De tegenoverliggende contactplaatjes zijn op een kleine afstand aan zijveeren aangebracht, die wederom geisoleerd zijn van het raam. Samen met het vorkvormige stuk is aan de veer A_2 een tweede veer vast gemaakt met het contact K voor het schakelen van de stroom door de magneetspoel S. Als de contacten vrij liggen, trillen de middelveeren A_1 en A_2 om hun inklemmingspunt; het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

grootste gedeelte van hun slag ondervinden zij echter de invloed van de zijveeren, waardoor de eigenfrequentie van de met het anker bezwaarde behulp van zes contactbussen aan de vibrator is verbonden. Twee van de zes contacten dienen voor het toevoeren van de gelijkstroom, twee voor het

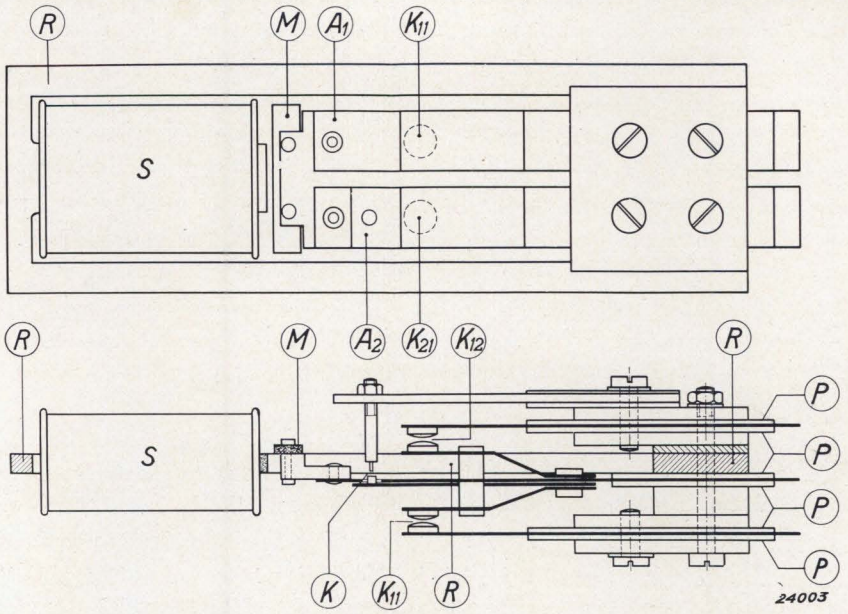


Fig. 4. Mechanische uitvoering van de vibrator.

middenveeren aanmerkelijk verhoogd wordt. Zij bedraagt ongeveer 100 per/sec.

De condensatoren en spoelen voor de ontstoring zijn in een afzonderlijke bus geplaatst, die met afvoeren van de wisselende stroom en twee voor de ontstoringscondensator *C* (fig. 3), die de magneetspoel overbrugt en die eveneens in de afzonderlijke bus is geplaatst. *Fig. 5* laat de verschillende onder-

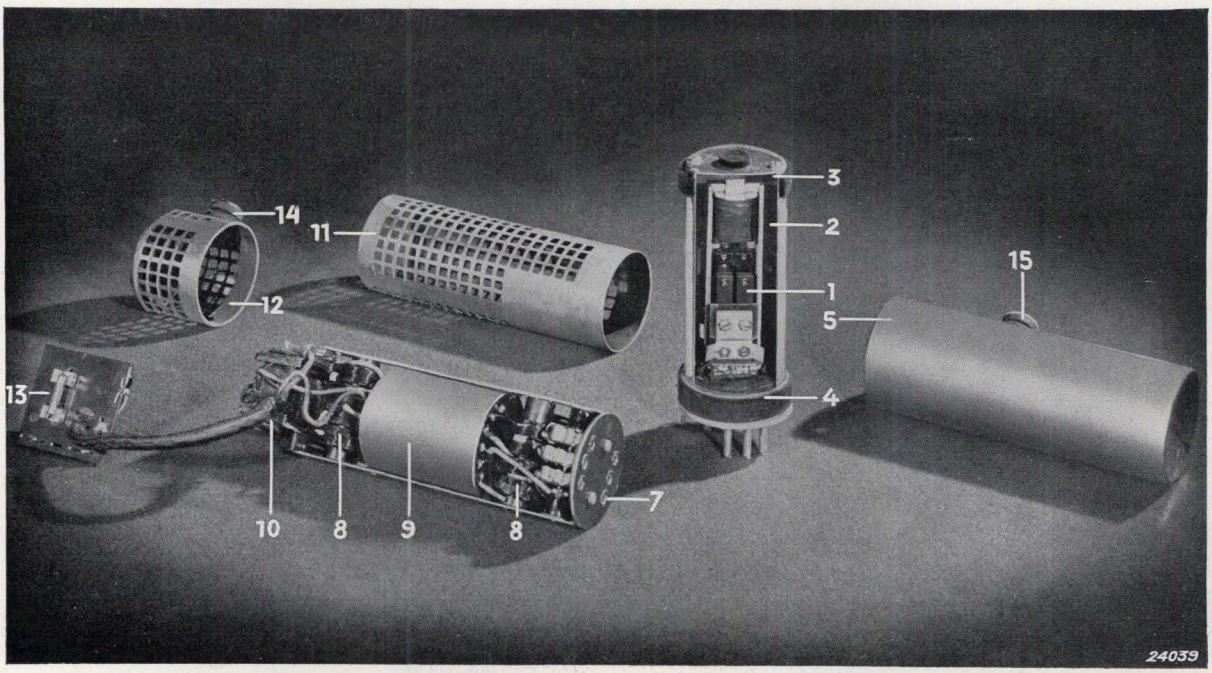


Fig. 5. Onderdeelen van de vibrator. Het trillend element *1* is veerend opgehangen in de bus *2*, welke is afgesloten door het gummi deksel *4*, dat tevens de bus *5* afsluit, die de bus *2* omhult. De vibrator wordt met de zes pennen in de contactbussen *7* van het ontstoringselement gestoken. *8* smoorspoelen en *9* condensatoren van het ontstoringselement. *10* spoelen met ijzeren kernen, *11* en *12* ventilatie van het ontstoringsgedeelte. *13* smeltveiligheid, *14* en *15* gummidoppen om het apparaat veerend en gedempt in het ontvangtoestel aan te brengen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

deelen afzonderlijk zien; *fig. 6* toont de vibrator met de ontstoringselementen tot een geheel met elkaar verbonden.

Bij de plaatsing van de vibrator moeten wij met het feit rekening houden, dat de opgewekte wisselende stroom niet sinusvormig is, maar hoogere harmonischen bevat, en wel in hoofdzaak oneven harmonischen, dus trillingen van ongeveer 300, 500, 700 perioden per secunde [1]). Door de plaats van de onderdeelen van het ontvangtoestel zorgvuldig te kiezen en door zoo noodig de daarvoor gevoelige onderdeelen electrisch of magnetisch af te schermen, kan het binnendringen van deze trillingen in het ontvangtoestel worden vermeden.

Een verder belangrijk punt bij de montage is het dempen van de acoustische trillingen, die de vibrator teweeg brengt. Deze trillingen worden zoowel in het vaste materiaal als door de lucht voortgeleid. De oplossing hiervoor is gevonden door de bus, die de vibrator bevat, luchtdicht af te sluiten en deze bus te omgeven met een tweede bus, die door een gummi prop is afgesloten, waardoorheen de verbindingsdraden gevoerd worden. Hierdoor worden hoofdzakelijk trillingen met hoogere frequentie sterk gedempt. De trillingen met lagere frequentie, die zich meer in het vaste materiaal voortplanten, worden voldoende tegengehouden door de vibrator zelf tamelijk beweeglijk met behulp van veeren in de binnenste bus op te hangen.

De waarde van de spanning, die de vibrator levert, hangt direct samen met de spanning van het gelijkstroomnet, waarop de vibrator wordt aangesloten. Sluit men aan op 220 V, dan verkrijgt men een wisselspanning van ongeveer 200 V. Dit is duidelijk, wanneer wij bedenken, dat de maximale waarde van de door de vibrator geleverde wisselspanning gelijk is aan de gelijkspanning V_0. De effectieve waarde van de wisselspanning zal dus zeker lager zijn. Indien wij het verloop van de spanning op de in fig. 2*c* weergegeven wijze schematisch voorstellen, vinden wij:

$$V_{\text{eff}} = V_0 \sqrt{1 - \frac{4\,\alpha}{3\,\pi}}\,.$$

De effectieve spanning is dus inderdaad lager dan V_0. De uitgangsspanning van de vibrator wordt in dat geval dan ook niet aangesloten op de 220 V aansluiting van het radiotoestel, maar op een aftakking, die daarvoor extra wordt aangebracht.

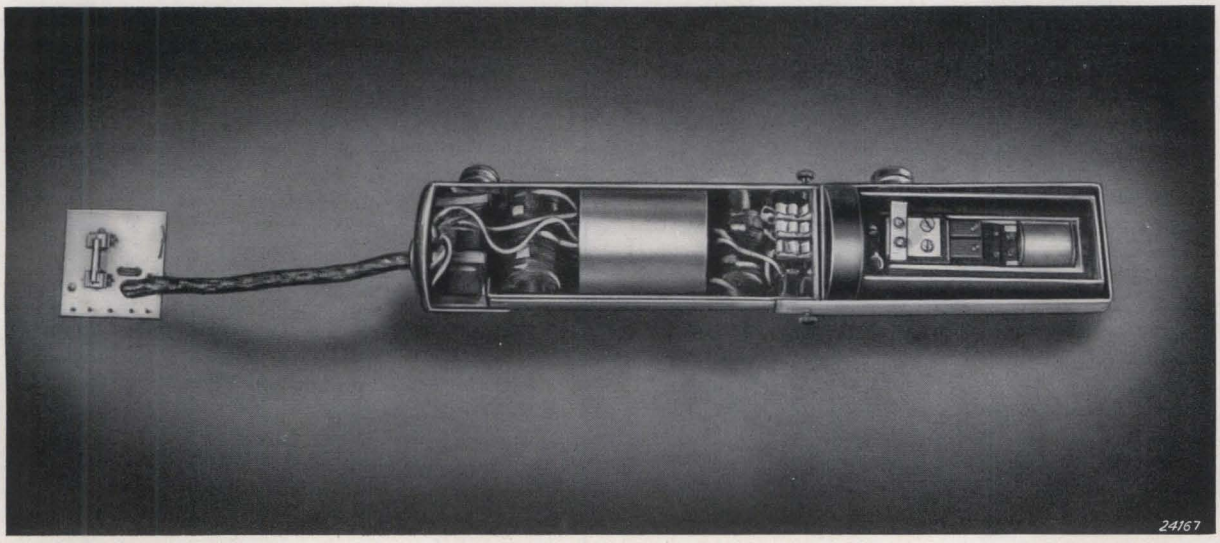


Fig. 6. Vibrator met ontstoringselementen.

[1]) Indien wij de uitgangsspanning van de triller op de in fig. 2*c* weergegeven wijze idealiseeren, verkrijgen wij de volgende ontwikkeling volgens Fourier:

$$V = \frac{4}{\pi} V_0 \left[\frac{\sin\,\alpha}{\alpha} \sin \frac{2\,\pi\,t}{T} + \frac{\sin\,3\,\alpha}{3\,\alpha} \sin\,3\,\frac{2\,\pi\,t}{T} + \right.$$
$$\left. + \frac{\sin\,5\,\alpha}{5\,\alpha} \sin\,5\,\frac{2\,\pi\,t}{T} + \cdot\,\cdot\right] \cdot$$

Er treden dus oneven harmonischen op.

Aan de ingangszijde van de triller wordt een intermitteerende gelijkstroom toegevoerd, die, zooals blijkt uit fig. 2, een grondfrequentie $2/T$ en harmonischen daarvan bevat, die dus even harmonischen van $1/T$ zijn. Deze wisselstroomen zouden op de inwendige impedantie van het net wisselspanningen kunnen veroorzaken en daardoor aanleiding tot storingen kunnen geven aan ontvangtoestellen in de buurt. Daarom worden de wisselstroomen door het aanbrengen van een smoorspoel belet, het net in te gaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

HET ONDERZOEK VAN DE MACRO-STRUCTUUR VAN GRONDSTOFFEN EN PRODUCTEN MET BEHULP VAN RÖNTGENSTRALEN. II

door J. E. DE GRAAF.

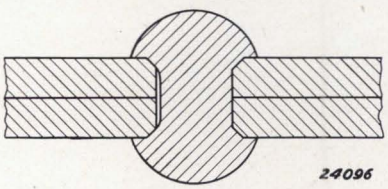
Van het röntgenonderzoek kan men tweeërlei soort gegevens verwachten: men kan de door fouten verminderde sterkte willen kennen, en men kan vragen naar de oorzaak van deze fouten.

De eerste vraag is voor een afbeeldende methode, als de absorptiemethode, slechts zelden quantitatief te beantwoorden: wel kan men vorm en afmetingen van een fout aangeven, en dus de doorsnedevermindering, maar deze is slechts dan van waarde als niet door kerfwerking de verzwakking grooter is dan met de doorsnedevermindering overeenkomt. Alleen bij ronde holten als gasbellen zou men de verzwakking kunnen bepalen. In alle andere gevallen blijft de sterktewaardeering een schatting, die meestal veel ervaring vereischt om ook maar eenigszins betrouwbaar te zijn.

De vraag naar de diagnose van de fout is, al wordt er veel ervaring voor vereischt, meestal afdoende te beantwoorden. Hiervan zullen in dit en volgende artikelen voorbeelden gegeven worden.

Het opsporen van fouten in klinknaden

Hoewel het klinken als methode voor het verbinden van twee deelen veel terrein verloren heeft



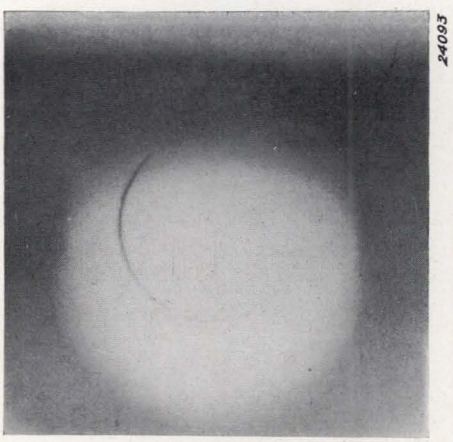
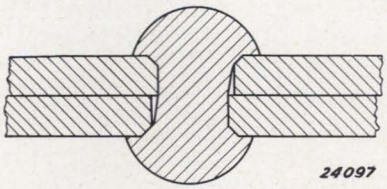
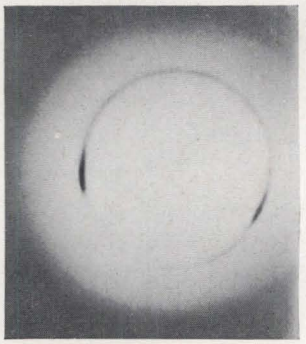


Fig. 1. Doorsnede over, en röntgenfoto van een klinknagel, die de gaten niet geheel opvult.

aan het lasschen, en speciaal aan het electrisch lasschen, is het toch nog steeds een belangrijke bewerking. In bepaalde gevallen heeft het een bijzondere plaats naast het lasschen behouden, bij voorbeeld bij de montage van constructies of van schepen, die worden vervaardigd uit staalsoorten, die bij ongelijkmatige afkoeling gemakkelijk scheuren. Het is daarom vaak ongewenscht de verbindingen tusschen de in werkplaatsen gelaschte deelen door lasschen in open lucht tot stand te brengen, terwijl men in dergelijke gevallen nog uitstekend kan klinken. Evenals bij het lasschen is het dan echter van groot belang, dat de klinkverbinding betrouwbaar is, en niet door klinkfouten verzwakt wordt.





Fgi. 2. De gaten in de beide platen van de klinkverbinding liggen niet recht boven elkaar.

Een klinkfout, die nog al eens gevonden wordt, is weergegeven in *fig. 1*: de loszittende nagel. De nagel vult hier het gat niet geheel op en de cylindrische spleet tusschen gat en nagel beeldt zich op het fotografische negatief als een gedeelte van een donkere cirkel af. Wanneer de gaten in de te verbinden deelen niet recht boven elkaar zijn gelegen (*fig. 2*), zullen ook dergelijke cirkelbogen ontstaan, die dan echter uit elkaar vallen in twee deelen met verschillende middelpunten (voor een zuivere diagnose is het natuurlijk noodig, dat de stralen loodrecht op de plaat intreden). In de afbeeldingen van beide fouten zal men een scherp begrensde buitendiameter vinden, die overeenkomt met de diameter van de geboorde gaten. Door middel van een op doorzichtig papier geteekende cirkel kan men in de meeste gevallen nu duidelijk zien, of

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

de fout uit bogen van één of twee cirkels bestaat. Een derde fout, die ook aanleiding geeft tot een cirkelvormige afbeelding, is voorgesteld in *fig. 3*: de

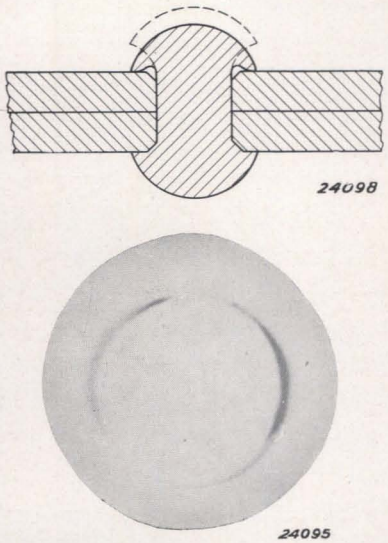


Fig. 3. De kop van de klinknagel is slecht gevormd en later in de goede uiterlijke vorm bijgewerkt.

nagelkop is slecht gevormd en later in de goede uiterlijke vorm bijgewerkt, zoodat de nagel de ingang van het het klinkgat onvolledig opvult. Men ziet dan echter in tegenstelling tot de beide voorgaande fouten een onscherpe buitenste grens, terwijl de gemiddelde diameter grooter is dan de diameter van het nagelgat. Ook dit kan men met de cirkel op het doorzichtige papier meestal heel goed waarnemen. Daar de oorzaken en de beteekenis van deze 3 fouten niet dezelfde zijn, is het belang van het afzonderlijk herkennen ervan, duidelijk.

De scheef geklonken kop, die bij handklinkwerk nogal eens optreedt, komt op een röntgenfoto als een ongelijkmatige grauwe rand zeer duidelijk uit, zooals links boven in fig. 4 gemakkelijk is te zien.

In de plaat zelf kunnen de zeer gevaarlijke scheuren voorkomen, zoowel rondom de nagelgaten (*fig. 4*) als tusschen opeenvolgende gaten. Scheuren

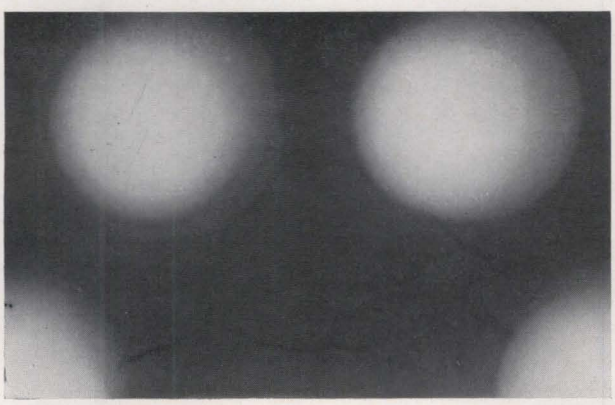


Fig. 4. Röntgenfoto van scheuren in een ketelplaat in en om de nagelgaten (vgl. fig. 5*a*).

zijn bijzonder belangrijk, omdat zij steeds neiging tot uitbreiding hebben, hetgeen te wijten is aan de hooge spanningsconcentraties aan hun einden (kerfwerking). Het vinden van scheuren is echter niet steeds eenvoudig. In het geval van *fig. 5a*,

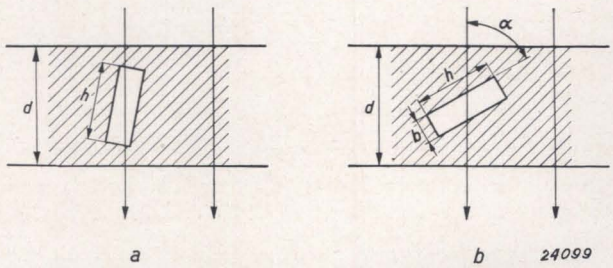


Fig. 5. Fotografeeren van scheuren bij verschillende hoeken tusschen scheur en röntgenstralen.

waarin de hoek tusschen de röntgenstralen en de scheur klein is, is de plaatselijke diktevermindering gelijk aan h, de geheele scheurhoogte. Bij *fig. 5b* is die diktevermindering slechts $b/\sin\alpha$. Met toenemende α zal dus het door de scheur veroorzaakte zwartingsverschil snel afnemen. *Fig. 6* geeft daarvan

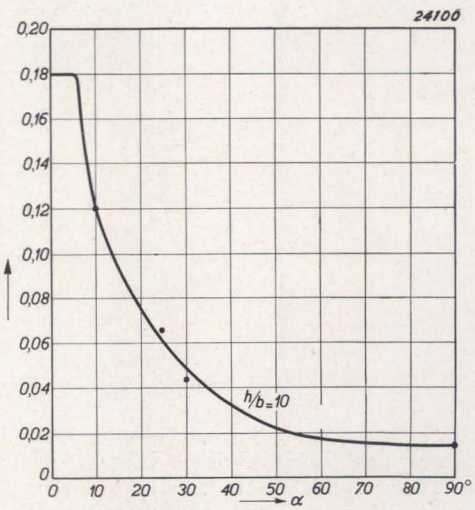


Fig. 6. Contrast tusschen de afbeelding van de scheur en zijn omgeving bij variabele hoek tusschen het vlak van de scheur en de richting van de röntgenstralen.

een voorbeeld, voor een scheur met $h/b = 10$ in aluminium. Voor zwaardere metalen is de contrastdaling nog sterker. De hoek α zal dus niet grooter moeten zijn dan 5 à 10 °, wil de scheur duidelijk zichtbaar worden. Verdachte vage streepjes moet men daarom steeds nog eens fotografeeren onder eenigszins verschillende hoeken. Dan echter is de sterke afhankelijkheid van het contrast van de richting der stralen een uitstekend middel om scheuren te onderscheiden van corrosiegroeven, die bij oudere ketels vaak voorkomen. Deze, veel minder gevaarlijke, groefjes geven nl. ook vage lijntjes op de röntgenfoto.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPENLIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

No. 1210: J. A. M. van Liempt und W. v. Wijk: Die Löslichkeit von Krypton in verschiedenen Flüssigkeiten (Rec. Trav. chim. Pays Bas **56**, 632-634, Juni 1937).

De oplosbaarheid van krypton in verschillende vloeistoffen werd bepaald. Zij blijkt veel grooter te zijn dan die van argon. In zuiver glycerol lost krypton slechts heel weinig op: dit is er dus een goede dichtingsvloeistof voor.

No. 1211: H. C. Hamaker: A system of colloid phenomena (Rec. Trav. chim. Pays Bas **56**, 727-747, Juni 1937).

Voortbouwende op de in **No. 1154** en **No. 1174** gegeven theoretische grondslagen voor een behandeling der lyophobe colloïden wordt in dit artikel aangetoond, dat, uitgaande van de aantrekkende en afstootende krachten tusschen de deeltjes, de eigenschappen, die colloïden kunnen vertoonen, in twee groepen uiteenvallen. Deze twee groepen van eigenschappen komen in sterke mate overeen met de verschijnselen, die resp. worden waargenomen bij lyophobe en lyophiele colloïden. Theoretisch zijn deze twee groepen echter niet scherp gescheiden en de gegeven theorie levert een duidelijke beschrijving van de aard der tusschengevallen. Een en ander is in goede overeenstemming met het experiment. Daar de benamingen lyophoob en lyophiel feitelijk niet van toepassing zijn op de theoretische groepeering, stelt de schrijver een onderscheiding voor in „omkeerbare" en „onomkeerbare" processen. Daarnaast kan een classificatie in lyophobe en lyophiele colloïden blijven bestaan. Beide indeelingen houden nauw verband, doch zijn niet identiek.

No. 1212: J. H. Gisolf: Electronentellers (Ned. T. Natuurk. **4**, 129-149, Juni 1937).

In deze voordracht voor de Ned. Natuurk. Ver. werd een overzicht gegeven van de werking en de constructie van ontladingsbuizen voor het tellen van electronen.

No. 1213: Balth. van der Pol: A new theorem on electrical networks (Physica **4**, 585-589, Juli 1937).

Met behulp van de moderne vorm der symbolische rekenmethode van Heaviside wordt de volgende stelling bewezen: Zet men op een willekeurig stroomloos net plotseling een constante eenheids-EMK, dan is het verschil van electrische en magnetische energie in de stationnaire eindtoestand gelijk aan de helft van de afgeleide van de admittantie naar $j\omega$ voor $\omega = 0$. Een bijzonder geval hiervan is de bekende stelling, dat het rendement, waarmee een batterij een stelsel condensatoren kan laden, altijd 50 % bedraagt.

No. 1214: J. Alfter und W. J. Oosterkamp: Ein Vorschlag für den Begriff Filmgüte bzw. Gütefaktor des Aufnahmematerials (Fortschr. Röntgenstr. **55**, 609 - 612, Juni 1937).

Om van eenzelfde object op verschillend filmmateriaal dezelfde contrasten in het beeld te krijgen, moet men bij röntgenopnamen der longen de spanning aan de buis evenredig kiezen met de gradatie van de film bij een zwarting gelijk aan 1. Alleen in verband met de gradatie van de film bepaalt de buisspanning het karakter van de opname. Als maatstaf voor de kwaliteit van het röntgenfilmmateriaal wordt een grootheid voorgesteld, die evenredig is met de gevoeligheid en met de derde macht van de gradatie van de film. Dit voorstel heeft betrekking op röntgenopnamen der longen en wordt nader toegelicht aan opnamen uit de praktijk.

No. 1215: Th. J. Weijers: Selectiviteitsmetingen aan radio-omroep ontvangapparaten (T. Ned. Rad.-Genoot. **7**, 156 - 172, Juli 1937).

Metingen betreffende de selectiviteit van radio-omroep ontvangapparaten zijn volgens verschillende methoden verricht. Het blijkt, dat men alleen dan betrouwbare selectiviteitskrommen verkrijgt, indien men bij de meting de praktische toestand zoo nauwkeurig mogelijk nabootst, door aan het te onderzoeken apparaat twee signalen toe te voeren, nl. een „gewenscht" signaal, waarop het apparaat wordt afgestemd, en een „storend" signaal, dat met muziek gemoduleerd is. Bij een gegeven sterkte van het „gewenschte" signaal stelt men op het gehoor vast, wat de toelaatbare sterkte van het „storende" signaal is, om tijdens de pauzen in de modulatie van het gewenschte signaal juist geen storing te hooren. Bij deze meetmethoden komen nl. voldoende tot hun recht: de kruisdetectie, de kruismodulatie, de combinatietoon van gewenschte en storende draaggolf en de onderdrukking der modulatie van een zwak signaal door een tegelijkertijd aanwezig sterk signaal.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!